

ARCHIV FÜR METEOROLOGIE, GEOPHYSIK UND BIOKLIMATOLOGIE

HERAUSGEGEBEN VON

DOZENT DR. W. MÖRIKOFER

PHYSIKALISCH-METEOROLOGISCHES
OBSERVATORIUM
DAVOS

PROF. DR. F. STEINHAUSER

ZENTRALANSTALT FÜR METEOROLOGIE
UND GEODYNAMIK
WIEN

SERIE A
METEOROLOGIE UND GEOPHYSIK

BAND I, 3.—4. (SCHLUSS-)HEFT

MIT 63 TEXTABBILDUNGEN

(ABGESCHLOSSEN AM 15. JUNI 1949)



WIEN
SPRINGER-VERLAG

1949

Arch. Met. Geoph.
Biokl. A.

Serie A, Band I

Inhaltsverzeichnis

Heft 3—4

	Seite
Defant, A. Neuere Ansichten über die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre in mittleren Breiten. (Mit 9 Textabbildungen)	273
Raethjen, P. Zyklonenetische Probleme. (Mit 21 Textabbildungen)	295
Mieghem, J. van Le principe d'extremum et la stabilité de certains états de mouvement de l'air atmosphérique	347
Baur, F. Zurückführung des Großwetters auf solare Erscheinungen. Vorläufige Mitteilung. (Mit 3 Textabbildungen)	358
Dufour, L. Sur la Notion de la Température potentielle	375
Kletter, L. Die Verwertung der Höhenwetterkarte zur Beurteilung der Wetterwirksamkeit von Kaltfronten in den Südalpen. (Mit 11 Textabbildungen)	384
Huber, A. Zur Theorie der geoelektrischen Widerstandsmethoden. (Mit 4 Textabbildungen)	408
Defant, F. Zur Theorie der Hangwinde, nebst Bemerkungen zur Theorie der Berg- und Talwinde. (Mit 15 Textabbildungen)	421
Buchbesprechungen	451
Journal Scientifique de la Météorologie (W. Mörikofer). — Tellus (W. Mörikofer). — Baur, F. Einführung in die Großwetterkunde (F. Steinhauser). — Klebelsberg, R. Handbuch der Gletscherkunde und Glazialgeologie (F. Steinhauser). — Wichmann, H. Grundprobleme der Physik des Gewitters (H. Israel). — Meteorologie und Physik der Atmosphäre (W. Mörikofer). — Bucher, E. Beitrag zu den theoretischen Grundlagen des Lawinenverbau (W. Mörikofer). — Bucher, E. Schnee und Lawinen im Winter 1946/47 (W. Mörikofer).	

Das

„Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie“

erscheint in zwangloser Folge in zwei parallelen Serien:

Serie A Meteorologie und Geophysik: Allgemeine, theoretische und synoptische Meteorologie, Geophysik der Atmosphäre, des Meeres und des festen Erdbodens.

Serie B Allgemeine und biologische Klimatologie: Allgemeine und medizinische Klimatologie, Agrar- und Mikroklimatologie, Meteorobiologie, Strahlungsforschung.

Die beiden Serien können unabhängig voneinander bezogen werden. Die Hefte werden einzeln berechnet und zu Bänden von 25—30 Bogen vereinigt.

Das Archiv soll wissenschaftlich einwandfreie Arbeiten von allgemein fachlichem Interesse veröffentlichen. Es werden deshalb nur Originalarbeiten aufgenommen, die neue Erkenntnisse bringen, und zwar Aufsätze größeren Umfangs wie auch kleine Mitteilungen. Gelegentlich wird auch durch Sammelreferate über die neuesten Ergebnisse einzelner Spezialgebiete ein Überblick über den jeweiligen Stand eines bestimmten Problems gegeben werden, wobei besonders durch Hervorheben der noch ungelösten Fragen der weiteren Forschung Anreiz geboten werden soll. Schließlich werden auch kritische Buchbesprechungen auf bedeutende Neuerscheinungen aus unserem Wissensgebiet hinweisen.

Die Verfasser werden gebeten, den Text möglichst knapp zu fassen und historische Einleitungen tunlichst zu vermeiden. In den beigegebenen Tabellen ist die Wiedergabe unverarbeiteten, umfangreichen Beobachtungsmaterials zu vermeiden; auch sollen die Resultate im allgemeinen nicht durch Tabellen und Kurven gleichzeitig wiedergegeben werden. Die Tabellen sollen eine Überschrift tragen.

Die Arbeiten können in deutscher, englischer oder französischer Sprache erscheinen. Es soll ihnen eine Zusammenfassung in mindestens zwei Sprachen vorangestellt werden. Eine Zusammenfassung

Fortsetzung auf der III. Umschlagseite

(Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Innsbruck.)

Neuere Ansichten über die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre in mittleren Breiten.

Von

A. Defant.

Mit 9 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Im folgenden wird ein Überblick über die Untersuchungen über die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre in den mittleren Breiten der Erde gegeben, die vom Department of Meteorology of the University of Chicago unter der Leitung von Prof. C. G. ROSSBY im Akademiejahr 1946 bis 1947 ausgeführt worden sind.

In der zonalen Zirkulation der mittleren Breiten der Nordhemisphäre zeigt sich vor allem im Winterhalbjahr normalerweise zwischen 5 und 15 km Höhe ein verhältnismäßig schmales Band von sehr starken Westwinden, das den Charakter eines Freistrahls besitzt. Das Intensitätsmaximum dieses Windbandes tritt im Tropopausenniveau (300 bis 200 mb) auf. Südwärts des Windmaximums nimmt die Windgeschwindigkeit sehr rasch auf niedrige Werte ab. Das zonale Windband liegt innerhalb oder knapp südlich einer ebenfalls relativ schmalen Zone, in der der Temperaturgegensatz zwischen den polaren und äquatorialen Gebieten konzentriert ist. Im Bereich des zonalen Windbandes steigt die Tropopause steil an, wobei häufig sogar eine Unstetigkeit auftritt, indem nördlich desselben ihre Höhe jener der polaren Atmosphäre entspricht, südlich davon jener der äquatorialen. Unter dem Windband liegt häufig eine gut ausgebildete Frontalzone, die in den oberen Troposphärenschichten etwas nördlich des Windbandes endigt.

Das obere Westwindband zeigt rund um die ganze Erde einen wellenförmigen Verlauf mit Wellenlängen von etwa 50° bis 120° Längengraden. Diese Wellen weisen nur eine geringe Fortpflanzungsgeschwindigkeit auf und scheinen mit den gewöhnlichen kurzen, instabilen troposphärischen Frontalwellen keine nähere Beziehung zu haben. Andererseits scheinen sie sowohl das Verhalten, wie auch die Bewegung dieser kurzen unteren Wellen in maßgebender Weise zu beeinflussen.

Die oberen Wellen sind insofern instabil, als die meridionale Schwingungsweite (Mäanderung) allmählich sich so verstärkt, daß es an den Rändern des Windbandes zur Bildung von Wirbeln kommt: auf der Südseite zyklonischer Natur und kalten thermischen Aufbaues, auf der Nordseite antizyklonischer Natur und warmen thermischen Aufbaues. Diese Ausstoßung von Luftmassen aus dem Windbandbereich führt zu einem Luftmassenaustausch

zwischen hohen und niedrigen Breiten, der wie es scheint in den troposphärischen Schichten oberhalb 700 mb von ausschlaggebender Bedeutung ist.

Theoretische Untersuchungen zeigen, daß die beobachteten meridionalen Windprofile im Tropopausenniveau recht gut mit solchen übereinstimmen, die der Forderung einer konstanten vertikalen Wirbelkomponente im Bereich des großräumigen seitlichen Austausches der mittleren Breiten genügen. Solche theoretische Windprofile zeigen in niedrigen Breiten ein so großes meridionales Windgefälle, daß es am Südrand des Windbandes zu Trägheitsinstabilitäten kommt. Sie führen zu einem mehr oder minder unvermittelten Abbruch der meridionalen Windzunahme in 40° bis 30° Br.

Das gleichzeitige Auftreten von Windband und Frontalzone darunter führt zur Schlußfolgerung, daß es bei der Ausbildung des Westwindbandes zu einer dynamischen Konzentration von Solenoiden in seinem Bereich kommen muß, zu ähnlichen Vorgängen, wie sie bei ozeanischen Strömen auftreten.

Im Anschluß an diese hier kurz angedeuteten wichtigen Ergebnisse dieser neueren amerikanischen Arbeiten wird auf einige Ergebnisse österreichischer Untersuchungen hingewiesen, die einige Fragen der obigen Probleme betreffen.

Summary. The paper gives a general view of the investigations dealing with the general circulation of the atmosphere in middle latitudes, carried out by the Department of Meteorology of the University of Chicago under the direction of Prof. C. G. ROSSBY during the academic year 1946—47.

The zonal circulation in the middle latitudes of the northern hemisphere shows, particularly during the winter halfyear and normally between heights of 5 and 15 km, a fairly narrow band of very strong western winds with the character of a free jet. The maximum of intensity of this wind-band appears at the level of the tropopause (300—200 mb.). The wind velocity is rapidly decreasing to the south of the wind maximum. The zonal wind-band is located within or immediately to the south of an equally narrow zone in which the contrast of temperature between the polar and equatorial regions reaches its highest degree. There is a strong inclination of the tropopause within the zonal wind-band. Frequently, even a discontinuity can be found, the height of the tropopause corresponding to that of the polar atmosphere in the north and to that of the equatorial atmosphere in the south of the wind-band. Below the wind-band, often a well defined frontal zone is situated, ending in the upper layers of the troposphere a little to the north of the wind-band.

The upper west-wind belt embracing the whole earth has a wavelike form with wave-lengths from about 50 to 120 degrees of longitude. These waves show but a small velocity of propagation and do not appear to be connected with the ordinary short and unstable frontal waves of the troposphere. On the other hand, they seem to influence considerably the behaviour as well as the movement of these short waves of the lower atmosphere.

However, the upper waves are unstable insofar as the amplitude of the oscillation (formation of meander) is little by little increasing so much as to form whirls at the margins of the wind-band: of cyclonic nature and cold thermic structure at the southern side, of anticyclonic nature and warm thermic structure at the northern side. This cutting off of air-masses from within the wind-band causes an exchange of air-masses between high and low latitudes which appears to be of greatest importance in the tropospheric air-layers above 700 mb.

Theoretical investigations show that the observed meridional wind-profiles at the level of the tropopause agree rather well with those theoretically computed on the assumption of a constant vertical component of absolute vorticity within the lateral large-scale exchange of air-masses in the middle latitudes. Theoretical wind-profiles of this kind show, in low latitudes, such a strong meridional wind-gradient as to cause inertia instability at the southern edge of the wind-band. Due to them, the meridional wind-increase ceases more or less abruptly in latitudes of 40 to 30 degrees.

The conclusion can be drawn from the simultaneous appearance of the wind-band and the frontal zone below it that the formation of the west-wind-band must be accompanied by a dynamic concentration of solenoids within the band, a phenomenon in a similar form to be found with oceanic currents.

In addition to these important results of recent American researches, shortly indicated above, several Austrian investigations referring to some questions of the discussed problems are mentioned.

Résumé. L'auteur donne un aperçu des recherches sur la circulation générale de l'atmosphère sous les latitudes moyennes entreprises par le Department of Meteorology of the University of Chicago, sous la direction du professeur C. G. ROSSEY en 1946/47.

Dans la circulation zonale des latitudes moyennes de l'hémisphère nord apparaît, en hiver surtout, une région assez étroite de très forts vents d'Ouest entre 5 et 15 km. d'altitude qui a l'allure d'un jet aérien délimité. Le maximum de vitesse de ce courant se produit au niveau de la tropopause (300 à 200 mb.); au Sud de ce maximum, la vitesse décroît rapidement. Le courant zonal se trouve dans une bande étroite, ou immédiatement au Sud de celle-ci, dans laquelle les différences de température entre les régions polaires et équatoriales ont leurs plus grandes valeurs. A l'intérieur du courant la tropopause monte rapidement et présente même souvent une discontinuité: au Nord, son altitude correspond à celle de l'atmosphère polaire, au Sud à celle de l'atmosphère équatoriale. Au-dessous du même courant, on rencontre souvent une zone frontale bien développée qui dans les couches supérieures de la troposphère se termine un peu au Nord du courant zonal. La partie supérieure du courant d'Ouest présente une structure ondulée, avec des longueurs d'onde comprises entre 50° et 120° de longitude. Ces ondes ne se déplacent que lentement et ne paraissent pas être de même nature que les ondes frontales instables de la troposphère. D'autre part elles semblent exercer une action décisive sur l'allure et sur le mouvement des courtes ondes frontales inférieures. Les ondes supérieures sont instables en tant que sur leurs bords il peut se produire des ondulations donnant naissance à des tourbillons: sur le bord sud du courant apparaissent des tourbillons cycloniques et froids; sur le bord nord des tourbillons anticycloniques et chauds. Le courant d'Ouest expulse de la sorte des masses d'air et entretient un échange de masses entre les hautes et les basses latitudes qui semble avoir une grande importance dans les couches troposphériques au-dessus de 700 mb. Des recherches théoriques montrent que les profils méridiens du vent observés au niveau de la tropopause concordent fort bien avec ceux qu'exige la constance d'une composante verticale tourbillonnaire dans le cadre de l'échange turbulent à grande échelle des latitudes moyennes. De tels profils théoriques du vent montrent, aux basses latitudes, un gradient méridien du vent tellement grand que des états instables d'inertie doivent se produire au Sud du courant

d'Ouest. Ces zones d'instabilité introduisent une cessation plus ou moins brusque de l'accroissement méridional de vitesse du vent vers 40° à 30° de latitude. Le fait que le courant d'Ouest étroit se superpose à une zone frontale inférieure amène à conclure que la formation de ce courant est accompagnée d'une concentration dynamique de solénoïdes à son niveau, phénomène analogue à celui que l'on observe dans les courants marins. Faisant suite à cet examen des travaux américains, l'article énumère encore quelques résultats de recherches autrichiennes relatives à certaines questions du même problème.

Die große Zirkulation der Atmosphäre der Erde ist bisher im allgemeinen mehr vom thermodynamischen Standpunkt aus behandelt worden, wobei in erster Linie die Lage der Wärme- und Kältequellen innerhalb der Atmosphäre für ihre Gestaltung als maßgebend erachtet wurde. In dieser thermodynamischen Analyse wurden diese Wärme- und Kältequellen in zur Erdachse symmetrischer Anordnung angenommen und

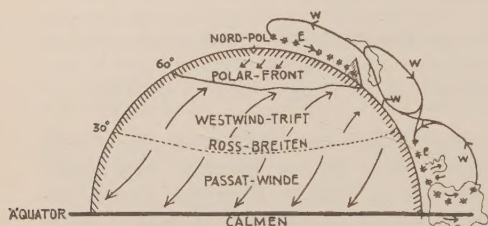


Abb. 1. Allgemeine atmosphärische Zirkulation nach qualitativen thermodynamischen Überlegungen (nach C. G. ROSSBY). Die drei meridionalen Zirkulationszellen: Passatzelle, Polarzelle und die indirekte Zelle der mittleren Breiten.

durch diese kommt es in erster Linie zu einem System von axial symmetrischen nördlichen und südlichen Strömungen, in denen in den unteren Schichten die kalten Luftmassen äquatorwärts, in den oberen Schichten die warmen Luftmassen polwärts verschoben werden. Durch die Wirkung der Erdrotation erhalten diese meridionalen Strömungen starke zonale Komponenten (längs der Breitenkreise), indem bei Verschiebungen polwärts Ablenkungen nach Osten, bei Verschiebungen äquatorwärts Ablenkungen nach Westen hervorgerufen werden. Die mehr qualitativen Überlegungen über die schließlichen Bewegungen innerhalb der Atmosphäre führen zu dem bekannten Zirkulationsmodell, das in meridionaler Richtung im wesentlichen aus drei Zirkulationszellen besteht, wobei in jeder derselben eine einzelne Luftmasse mehr oder minder schraubenförmige Bewegungen um eine mittlere Breitenzone zurücklegen dürfte. Zwei dieser Zellen, die „Polarfrontzelle“ und die „Passatwindzelle“ stehen in direkter Verbindung mit den hauptsächlichsten Kälte- und Wärmequellen der Atmosphäre und werden durch diese in Bewegung gehalten (siehe Abb. 1). Die mittlere Zirkulationszelle wird als indirekt angesehen und ihre Bewegungsimpulse dürfte sie aus den seitlichen Reibungskräften, also aus der Einwirkung der Strömungen im Norden und Süden empfangen.

Während man über die Dynamik der polaren und äquatorialen Zirkulationszelle in den Hauptpunkten gut informiert ist, und man sich von der Wirkungsweise zwischen Wärmezufuhr (bzw. -entzug) und resultierender Zirkulation einigermaßen klare Bilder machen kann, fehlt im allgemeinen für die mittlere Zirkulationszelle, in der die westliche Strö-

mungskomponente weitaus überwiegt und in der die größten Vermischungsprozesse in meridionaler Richtung vor sich gehen, eine tiefergehende Analyse ihrer charakteristischen dynamischen Eigenschaften und jener Vorgänge, die für ihre Ausgestaltung im allgemeinen und der Störungen in ihr im speziellen maßgebend sind. Es war deshalb ein sehr glücklicher Gedanke von Prof. CARL GUSTAF ROSSBY vom Department of Meteorology of the University of Chicago, im Akademiejahr 1946/47 eine Arbeitsgemeinschaft zu organisieren, die sich mit den reichen Mitteln an Beobachtungsmaterial und auch an finanzieller Unterstützung, die dem U. S. A.-meteorologischen Dienst zur Verfügung stehen, zur Aufgabe stellte, namentlich die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre in den mittleren Breiten der Erde zu studieren, um ein dynamisch einwandfreies Bild der Wirkungsweise der in ihr sich abspielenden Vorgänge zu bekommen.

Im folgenden soll ein kurzer Überblick über die bisher aus diesen wichtigen Untersuchungen gewonnenen Ergebnisse an Hand der darüber in amerikanischen Zeitschriften erschienenen Arbeiten [1, 2, 3] gegeben werden und daran mögen einige Bemerkungen sich anschließen, die sich daraus notwendigerweise folgern lassen.

Es ist eine bekannte Tatsache, daß die vorherrschenden Winde der mittleren Breiten in der ganzen Atmosphäre eine überwiegende West-Komponente aufweisen, die besonders deutlich in Strömungskarten der mittleren Windverteilung hervortritt. In den unteren Schichten ist eine relativ seichte Schicht mit einem Lufttransport quer zu den in mehr zonaler Richtung verlaufenden Isobaren in der Richtung gegen die Pole vorhanden (auf der Nordhemisphäre im allgemeinen WSW-Winde), was als Wirkung der Bodenreibung gedeutet wird. Die Kontinuität in der mittleren Zirkulationszelle würde in den oberen Schichten einen Lufttransport äquatorwärts fordern und auch Rotationsmomentbetrachtungen würden in diesen Schichten eine Windkomponente nach Westen erwarten lassen. Davon zeigen aber die Beobachtungen nichts. Man muß wohl annehmen, daß diese notwendigen Luftversetzungen durch die wesentlich wirksameren Effekte der großräumigen seitlichen Reibungskräfte (Vermischungen) überdeckt werden. Diese Prozesse wirken durch die ganze Troposphäre hindurch und bedingen in den oberen Schichten ein Mitschleppen der Luftmassen der mittleren Zelle durch die starken Westwinde, die in der Höhe über der Passat- und Polarfrontzelle herrschen. Tatsächlich zeigen graphische Darstellungen der zonalen Windverteilung in meridionalen Vertikalprofilen namentlich in den Wintermonaten, in welcher Jahreszeit die Vermischungsprozesse besonders lebhaft sind, ein ausgesprochenes, gut entwickeltes Westwindmaximum in der Höhe der Tropopause über etwa 30° bis 40° N; ein zweites schwächeres liegt über der Polarfrontzelle (siehe z. B. dem Meridionalquerschnitt von Point Barrow in Alaska bis Swan Island in der Karibischen See, bei WILLET [4]). Es scheint, daß diese Windverteilung mehr oder minder repräsentativ in allen Jahreszeiten vorhanden ist. Es ist zu erwarten, daß die großen Scherkräfte innerhalb der Luftströmung der mittleren Breiten, die bei einer solchen zonalen Windverteilung notwendigerweise vorhanden sind,

mit den großräumigen seitlichen Vermischungsprozessen in engster Beziehung stehen und der hohe Wert der horizontalen Austauschgröße bezeugt, daß die Vermischungselemente dieser großräumigen Turbulenz die wandernden Zyklonen und Antizyklonen sind, die einen integrierenden Bestandteil der atmosphärischen Zirkulation der mittleren Breiten darstellen (DEFANT [5]). Diese Scherkraftwinde werden im allgemeinen nicht der normalen thermischen Windgleichung genügen und dem vorgegebenen horizontalen Nord-Süd-Temperaturgefälle innerhalb der Troposphäre nicht entsprechen; das hemisphärische Gleichgewicht kann dann in mittleren Breiten nur durch meridionale Zirkulationen um vertikale Achsen aufrecht erhalten werden (siehe z. B. F. M. EXNER, *Dynamische Meteorologie*, II. Aufl., S. 222).

Der Einbau dieser dynamischen Betrachtungen in die Theorie der allgemeinen Zirkulation muß als besonders wichtig erachtet werden und C. G. ROSSBY hat sich zur Aufgabe gemacht, gerade diese Verhältnisse näher zu untersuchen. Es muß erwähnt werden, daß schon früher öfters versucht worden ist durch rein dynamische Betrachtungen die Haupterscheinungen der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre zu verstehen. WERNER v. SIEMENS [6] hat schon 1890 in seiner bekannten Arbeit „Über die Erhaltung der Kraft im Luftmeer der Erde“ zuerst das absolute Rotationsmoment der Luftmassen in den Kreis der theoretischen Betrachtungen gezogen. Jede Luftmasse auf der Erde besitzt eine Menge „lebendiger Kraft“ (kinetischer Energie) und es ist wohl anzunehmen, daß bei einer innigen Durchmischung schließlich überall dieselbe Rotationsgeschwindigkeit innerhalb der Atmosphäre erzeugt wird, wobei die totale kinetische Energie dieselbe bleiben sollte, wie vorher. Dies ergibt nach v. SIEMENS für die äquatorialen Gebiete bis $35^{\circ} 16'$ Br. Ostwinde, polwärts davon Westwinde. Schon früher hatte FERREL [7] gezeigt, daß beim Vorhandensein von Massenaustausch in meridionaler Richtung und Mischungsvorgängen zwischen den Luftmassen niedriger und höherer Breiten diese Prozesse nur unter Erhaltung des Rotationsmomentes vor sich gehen und wieder ergibt die Rechnung, daß polwärts $35^{\circ} 16'$ Br. Westwinde, äquatorwärts davon Ostwinde herrschen müssen. A. SPRUNG [8] hat in überzeugender Weise den Nachweis erbracht, daß vom physikalischen Standpunkt die SIEMENSSche Theorie unhaltbar ist und daß die FERRELSchen Betrachtungen eine Verbindung mit den wirklichen Verhältnissen vermissen lassen. Erst H. v. HELMHOLTZ hat später [9] bekanntlich eine wesentliche und bedeutsame Erweiterung der FERRELSchen Überlegungen gegeben, die für die Meteorologie sehr fruchtbar geworden ist.

Auf diese dynamischen Betrachtungen soll hier nicht weiter eingegangen werden. Der Hinweis darauf möge genügen, um darzulegen, daß schon früher solche Überlegungen vorgenommen wurden, ohne allerdings, möglicherweise wohl aus Unkenntnis der tatsächlichen auf der Erde herrschenden Verhältnisse und der Vorgänge, die die Zirkulation in den mittleren Breiten beherrschen, einen tiefergehenden Erfolg zu bringen. Es war deshalb von der Chicagoer Arbeitsgemeinschaft ein sehr zweck-

mäßiger Schritt, zunächst die atmosphärischen Verhältnisse der mittleren Breiten in den höheren, dem Einfluß des Erdbodens möglichst entrückten Luftschichten rund um die ganze Erde einer genauen und eingehenden Analyse zu unterwerfen. Dieser Untersuchung kam eine Veröffentlichung

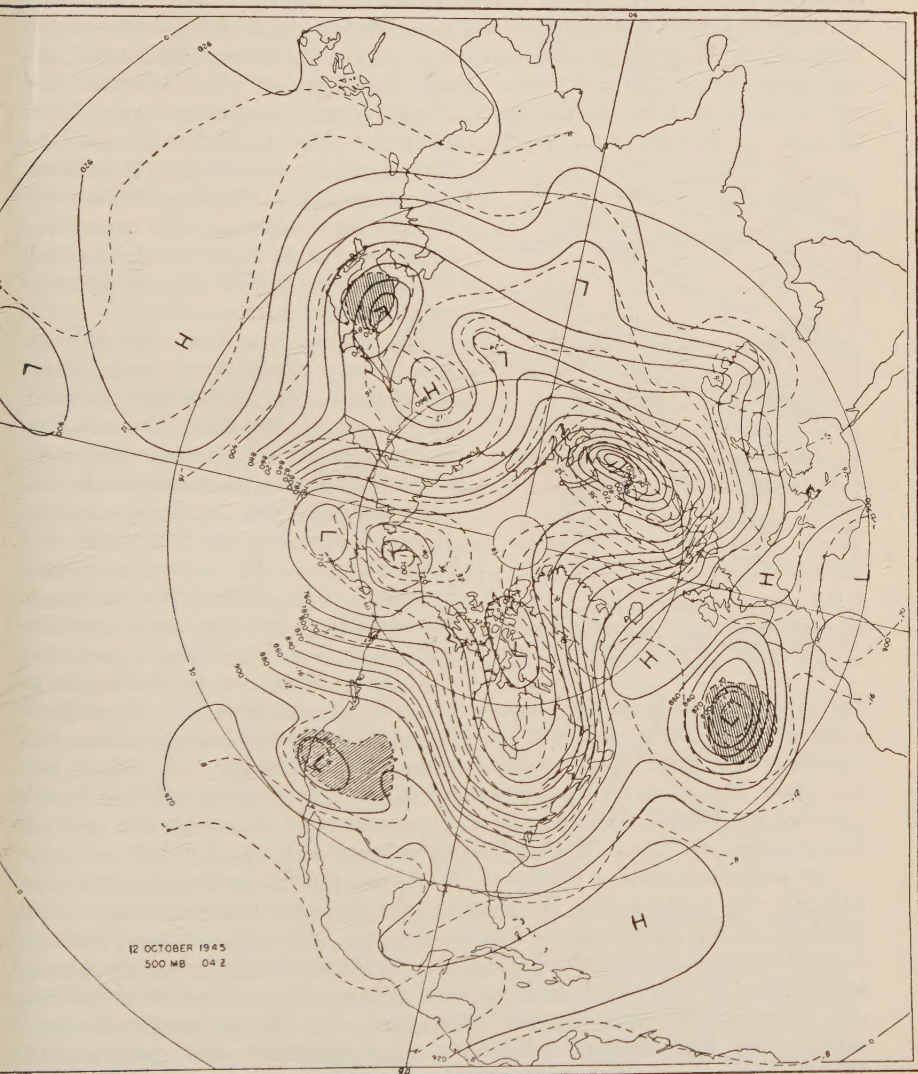


Abb. 2. Dynamische Topographie (ausgezogene Linien) und Isothermen (gestrichelte Linien) im 500-mb-Niveau am 12. Oktober 1945, 4 Uhr MGZ. Die dynamischen Isohypsen sind im Intervall von 200 Fuß (61 m) ausgezogen. Man beachte die kalten zyklonischen Wirbel südlich des zonalen Windbandes. Die langen Wellen desselben haben eine Wellenlänge von im Mittel 120° (nach C. G. ROSSBY).

des Air Weather Service [10] sehr zugute, die in zwei Bänden die täglichen dynamischen Topographien der 500 mb-Fläche der ganzen Nordhemisphäre für die Monate Oktober und November 1945 enthalten. Auch die laufenden 500 mb-Karten des täglichen U. S. A.-Wetterdienstes wurden zu diesen Untersuchungen herangezogen. Das erste wichtige Ergebnis der Durchsicht dieser Karten ist, daß in den mittleren Breiten der Westwindgürtel sich stets als geschlossenes Band rund um die ganze Erde verfolgen läßt. Dieses Band ist auffallend schmal und windet sich in mäanderförmigem Verlauf durch relativ ruhende Luftmassen im Norden und Süden hindurch. Die wellenähnlichen Ver-



Abb. 3. Bildung von antizyklonischen Wirbeln am Rande einer Strömung durch Scherungsinstabilität (nach ROSENHEAD).

biegungen dieses schmalen Westwindbandes zeigen Wellenlängen von etwa 50° bis 120° Länge, so daß etwa 3 bis 6 Wellen auf dem ganzen Erdumfang Platz finden. Abb. 2 gibt ein Beispiel einer solchen Karte.

Es ist zu erwarten, daß ähnlich wie beim Vordringen eines Freistrahles in ein ruhendes Medium durch die Instabilität der Scherbewegung am nördlichen und südlichen Rand des Westwindbandes es zur Bildung von antizyklonischen Wirbeln kommen wird (ähnlich der Kármánschen Wirbelstraße, siehe PRANDTL [11]). Solche Wirbel treten tatsächlich auch in den unteren Schichten der Troposphäre auf und erscheinen öfters am südlichen Rand

des Wetterkartenbereiches, wenn, wie z. B. im Sommer, die Westwindzone weit nördlich verlagert ist. Theoretische Betrachtungen über die Degeneration einer Welle haben schon früher gezeigt, wie allmählich aus einer einfachen Wellenbewegung durch Scherungsinstabilität antizyklonische Wirbel entstehen und es genügt, auf die bekannte Abb. 3 hinzuweisen, die diese Wirbelbildung veranschaulicht.

In ausgesprochenem Gegensatz zu diesen Scherungswirbeln steht die Bildung von *zyklonischen Wirbeln auf der Südseite, von antizyklonischen Wirbeln an der Nordseite des Westwindbandes*, was auf eine ganz andere Instabilitätsart an der Grenze dieser einem Freistrahle ähnlichen Strömung hindeuten. In Abb. 2 erkennt man drei solche zyklonische Wirbel südlich des schmalen Windbandes; sie haben sich, wie die vorherigen Karten zeigen, aus den stärker werdenden Einbuchtungen des gewundenen Windbandes, in den Trögen desselben, allmählich entwickelt. Die langen Wellen des oberen Windbandes scheinen in dem Sinn instabil zu sein, daß ihre Amplitude bis zu einem solchen Grade anwächst, daß in den Trögen und Rücken der Wellen Luftmassen von der mittleren Hauptströmung ausgestoßen werden und dann mehr oder minder in sich

geschlossene Wirbel auf der Nord- und Südseite derselben bilden. ROSSBY gibt eine eingehende Erklärung für die Ausbildung solcher Wirbel zweiter Art, wie man sie nennen könnte. Im wesentlichen läßt sie sich aber aus den Skizzen der Abb. 4 leicht verstehen, aus denen man sieht, wie im tieferwerdenden Trog auf der Südseite des Hauptstrombandes vor dem antizyklonischen Wirbel erster Art sich eine neue Instabilitätszone ausbildet, die zu einer zyklonischen Wirbelbildung führt. Auf diese Weise erfolgt eine *Ausstoßung* einer Luftmasse aus dem Windband. Die Ursache dieses „cutting-off“-Prozesses sieht ROSSBY entsprechend der Abb. 5 in einer Verstärkung der Strömung auf der Ostseite eines ausgebildeten Trog (in A) und der Ausbildung einer Luftbahn dortselbst (in P), die zu einer größeren Wellenlänge gehört als der ursprünglichen Wellenlänge entspricht. Auf der Südseite dieser neuen Trajektorie steigt der Luftdruck zur Wiederherstellung des Gleichgewichts zwischen Druckkraft und Corioliskraft durch Quertransport (banking-Effekt) und eine südlich davon lagernde Luftmasse wird auf diese Weise von der Hauptströmung abgetrennt und ausgestoßen. Es ist bezeichnend, daß dieser cutting-off-Prozeß immer mit einer Verlängerung der Wellenlänge der langen Wellen im Windband verbunden ist und zu dieser anscheinend gehört; mit ihm ist auch eine Herabsetzung der Zahl der langen Wellen auf dem Erdumfang verknüpft.

Diese zyklonischen Wirbel im Süden des Windbandes sind, wie die Beobachtungen zeigen, kalt, die entsprechenden antizyklonischen Wirbel im Norden desselben hingegen warm. Schon die Abb. 2 zeigt im Verlauf der Isothermen im 500-mb-Niveau deutlich diese Temperaturverteilung. Dieselbe Tatsache ist teilweise durch die entsprechende Advektion der Luftmassen, die diese Wirbel zweiter Art bilden, verständlich. Aber auch starke vertikale Luftmassenverlagerungen werden daran beteiligt sein.



Abb. 4. Allmähliche Ausbildung eines zyklonischen Wirbels (zweiter Art) in einem Trog der Mäanderung des zonalen Windbandes.

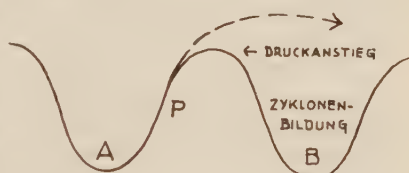


Abb. 5. Skizze der Prozesse, die nach C. G. ROSSBY zur Bildung eines kalten zyklonischen Wirbels am Südrand des Windbandes führen. Die lange Welle im Windband ist durch eine zuerst stationäre Stromlinie APB dargestellt. Verstärkung der Strömung auf der Ostseite des Trogas A führt zu einer neuen Luftbahn in P, die zu einer größeren Wellenlänge gehört (gestrichelte Linie). Auf der Südseite der neuen Trajektorie steigt der Druck durch Quertransport (banking-Effekt).

Die Karten des 500-mb-Niveaus enthalten, wie schon Abb. 2 zeigt, auch die Temperaturverteilung der mittleren Breiten rund um die ganze Erde. In auffallender Weise zeigt sich recht oft eine Konzentration der Isothermen gerade im Bereich des Westwindbandes und nicht ein mehr gleichförmiger Abfall der Temperatur polwärts, wie man ja aus der Verteilung der Ein- und Ausstrahlung eigentlich erwarten sollte. Die langen Wellen des Westwindbandes sind in den meisten Fällen quasi-stationär oder sehr schwach nach Osten fortschreitend. Die Durchsicht der Karten lehrt nun, daß in den allermeisten Fällen die Stromlinien der Luftbewegung und die Isothermen, die dieselben Wellen mitmachen, dabei in Phase sind. Dies ist nur ein anderer Ausdruck für die bekannte gute positive Korrelation, die zwischen Druck und Temperatur in den oberen Schichten der Troposphäre besteht.

Die Bildung der Wirbel zweiter Art an den Rändern des Westwindbandes (also der cutting-off-Prozeß) muß natürlich in wesentlicher Weise zu einem Luftaustausch zwischen den hohen und niedrigen Breiten führen. Durch die antizyklonischen Wirbel am Nordrand wird warme Luft in allen Troposphärenschichten nordwärts verschoben, durch die zyklonischen Wirbel am Südrand hingegen kalte Luft südwärts. Dieser meridionale Luftaustausch ist etwas anderer Art als im allgemeinen in der Polarfronttheorie angenommen wird. In dieser soll der Austausch durch Nordverlagerung von okkludierten Wellenzyklonen, in denen die Warmluft vom Boden abgehoben ist, und durch Südverlagerung von kalten seichten Antizyklonen vor sich gehen. Dies würde also einen zyklonischen Wirbeltransport nordwärts und einen antizyklonischen Wirbeltransport südwärts bedeuten. Die 500-mb-Karten zeigen aber gerade das Gegenteil. Diese Tatsache ist sehr beachtlich. Vielleicht sind beide Arten von meridionalen Luftaustausch gleichzeitig vorhanden, aber ROSSBY hebt hervor, daß der Luftmassenaustausch in Verbindung mit der Instabilität des Westwindbandes augenscheinlich in der oberen Troposphäre der wichtigere und ausschlaggebendere ist.

Sehr lehrreich ist weiters der Vergleich der gleichzeitig im 500 mb-Niveau und der in der unteren Troposphäre stattfindenden Vorgänge. Es zeigt sich, daß stets unterhalb und etwas nördlich des Windmaximums in Tropopausenhöhe eine gut ausgebildete Frontalzone vorhanden ist. In keinem der zahlreichen analysierten meridionalen Windprofile wurde das absolute Windmaximum in der Frontalzone selbst gefunden, sondern immer oberhalb und südlich des oberen Teiles der Front. In einigen Fällen gibt es südlich des Hauptwindmaximums noch ein zweites schwächeres. Dieses südlichere Maximum hat scheinbar keine nähere Beziehung zum Frontalsystem der unteren Troposphäre. Die Tropopause selbst steigt gleichzeitig vom Norden gegen Süden an und zeigt zumeist im Bereich der oberen Frontalzone und des Windmaximums ihre größte Neigung. In vielen Fällen tritt im nördlichen Abfall des Windmaximums eine Unstetigkeit in der Lagerung der Tropopause auf, die augenscheinlich für die Verhältnisse in diesem Niveau recht charakteristisch ist. Die Abb. 6 gibt zur Illustration dieser wichtigen Fest-

stellung als Beispiel das Meridionalprofil vom 17. Jänner 1947 von Havanna im Süden bis Thule (Grönland) im Norden.

In ganz deutlicher Weise zeigen aber die langen Wellen des zonalen Windbandes im 500 mb-Niveau gar keine nähere Beziehung zu den in der unteren Troposphäre an der Frontalzone auftretenden Störungen (Frontalwellen), die rasch wandern und deren Wellenlänge vielmal kleiner ist als jene des oberen Windbandes. Die Wellenstörungen der unteren Troposphäre sind an die untere Frontalzone gebunden, haben ihre Entstehungsursache in ihr, sie werden aber in ihrer Fortbewegung

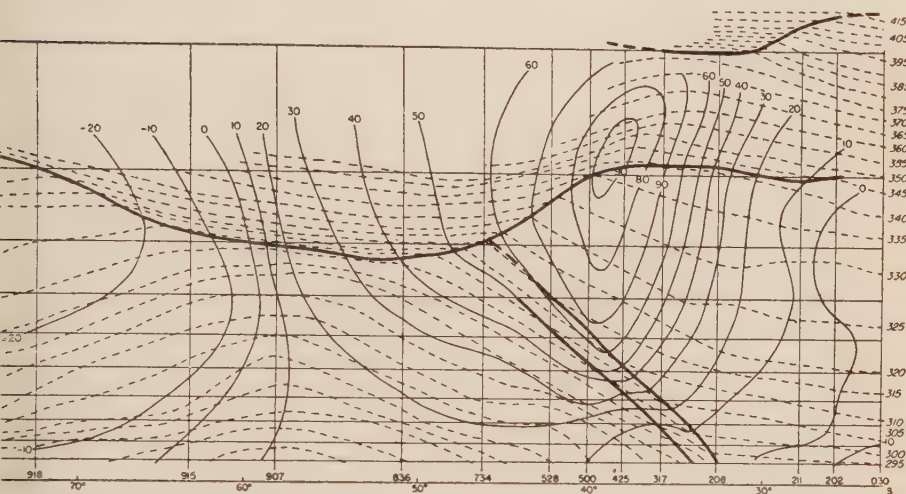


Abb. 6. Vertikaler Meridional-Querschnitt des 17. Jänner 1947, 3 Uhr MGZ. von Havanna im Süden bis Thule im Norden. Die dicken Linien geben die Tropopause und die Grenzflächen der Frontalzone, die dünnen sind Linien konstanten geostrophischen Windes (W -Komponente in m/sec), die gestrichelten Kurven sind Isentropen.

durch die Vorgänge in Tropopausenhöhe, die sich nur langsam ändern und als quasistationär anzusehen sind, gesteuert. Auf jeden Fall steht fest, daß die oberen langen Wellen, deren Bildung und Länge durch den cutting-off-Prozeß in inniger Beziehung stehen, von den Erscheinungen in der unteren Troposphäre als völlig unabhängig angesehen werden müssen; wahrscheinlich wirken eher die oberen langen Wellen von oben her auf die Vorgänge in den unteren Schichten ein.

Diese aus den synoptischen Grundtatsachen abgeleiteten Ergebnisse decken sich vollständig mit den theoretischen Annahmen, die FRIEDRICH DEFANT in einer Arbeit [18] benützt hat, um die Steuerung und Spaltung der unteren troposphärischen Druckwellen als Wirkung langer, quasi-stationärer Druckwellen in der Höhe nachzuweisen.

Im Laufe der Untersuchungen ist eine große Zahl von meridionalen Windprofilen ermittelt worden und in allen zeigte sich in deutlicher Weise das ausgesprochene Windmaximum in der Zone von 40 bis 35° N (siehe

Abb. 7). Eine nähere Analyse dieser Verteilung läßt erkennen, daß nördlich des zonalen Windmaximums die meridionale Abnahme der Windgeschwindigkeit entsprechend einer *konstanten vertikalen Komponente der absoluten Wirbelbewegung* erfolgt. Südlich des Windmaximums wurde oft gefunden, daß der Abfall in den niedrigen Breiten jenem eines konstanten absoluten Rotationsmomentes entspricht oder diesen etwas übersteigt. Diese Feststellungen sind von großer Bedeutung für das Verständnis der Dynamik des oberen Westwindbandes.

ROSSBY macht in Verbindung damit auf den Gegensatz aufmerksam, der in der Meteorologie und Ozeanographie bei der Beschreibung und

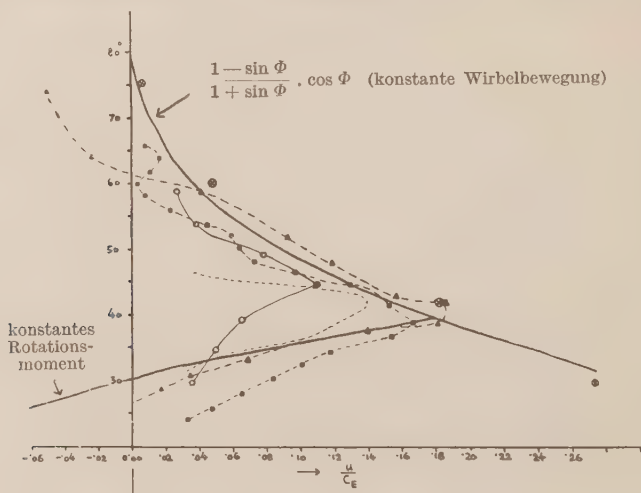


Abb. 7. Einige meridionale Windprofile im Tropopausenniveau nach den Beobachtungen (dünne Linien). Die dicken Linien geben die theoretischen Windprofile: bis 35° Br. bei konstanter vertikaler Wirbelbewegung, südlich davon bei konstantem Fluß des absoluten Rotationsmomentes. Die dimensionslosen Werte der Abszisse bedeuten Verhältnisse der Windgeschwindigkeit u und der linearen äquatorialen Geschwindigkeit C_E der Erde (nach [2]).

Deutung der Eigenschaften meteorologischer und ozeanischer Strömungen besteht. In der Meteorologie arbeitet man mit Modellen, in denen ein horizontaler Temperaturgradient in einem schmalen Band *zwischen* zwei breiten Strömen auf beiden Seiten desselben vorhanden ist (MARGULES'sches Modell). In der Ozeanographie ergab die Aufarbeitung der systematischen ozeanographischen Beobachtungen aller Expeditionen, daß die hauptsächlichste Konzentration des horizontalen Dichtegefälles als eine Folge der vorhandenen Bewegungen anzusehen ist. Das Gebiet mit den größten Geschwindigkeiten (Stromband) fällt hier zusammen mit dem Gebiet maximaler Dichtegradienten. Alle Untersuchungen in den Räumen stärkerer Meeresströmungen (Nordäquatorialstrom, Golfstrom, Nordatlantischer Strom u. a.) haben dies bestätigt. Es ist recht auffallend, daß alle meridionalen Querprofile, die im Laufe der hier besprochenen Chicagoer Untersuchungen analysiert worden sind, stets

ganz ähnliche Verhältnisse wie bei den ozeanischen Strömungen aufweisen. Die Konzentration der Solenoide liegt eher im schmalen Windband selbst als außerhalb davon und dies läßt die Vermutung nicht unmöglich erscheinen, daß diese Konzentration als eine dynamische Folge der zonalen Bewegung selbst aufzufassen ist. ROSSBY und PALMÉN haben schon früher in einer Reihe von theoretischen Arbeiten [12, 13, 14, 15] diesen Standpunkt näher dargelegt und zu begründen versucht. Diese vorliegende Analyse der atmosphärischen meridionalen Querprofile gibt die erste synoptische Bestätigung dieser gegenseitigen Wechselwirkung von Strömung und Massenverteilung auch in der Atmosphäre.

Die im vorhergehenden in möglichster Kürze dargelegten wichtigen Ergebnisse der Analyse der Druckverteilung des 500 mb-Niveaus und der meridionalen Vertikalschnitte durch die ganze Atmosphäre haben vor allem ROSSBY Veranlassung gegeben, sich eingehender mit der theoretischen Interpretation der gefundenen Tatsachen zu beschäftigen. Die Fragen, die sich dabei aufdrängen, sind folgende:

1. Welche Kräfte erhalten das obere Windband in den mittleren Breiten und warum beschränkt es sich auf eine verhältnismäßig schmale Zone?

2. Warum findet in Anbetracht der doch gleichförmig wirkenden Verteilung der Ein- und Ausstrahlungsquellen in der Atmosphäre eine Konzentration der Isothermen auf eine schmale Zone statt, die ungefähr mit dem oberen Windband zusammenfällt?

3. Was ist die Ursache der Frontalzone unter dem oberen Windband?

4. Wie bilden sich neue Tröge im oberen Windband, was ist die Ursache der Mäanderbildung (der langen Wellen) desselben?

Aus diesem Fragenkomplex erkennt man, was für umfassende Untersuchungsprobleme sich die Chicagoer Arbeitsgemeinschaft gestellt hat und es ist selbstverständlich, daß in den ersten Veröffentlichungen darüber nicht auf alle die obigen Fragen eine endgültige Antwort erteilt wird, wenn auch in den wesentlichsten Punkten schon eine Klärung der sich gegenseitig bedingenden Erscheinungen erzielt worden ist. Auch hier soll im folgenden nur über das Wichtigste berichtet werden.

Zunächst die Frage der zonalen Windverteilung im Meridionalschnitt. Die Haupteigenschaft der Westwindzone der mittleren Breiten sind die großräumigen seitlichen Vermischungsprozesse, die in ihr vorhanden sind. Diese Turbulenzvorgänge wirken natürlich auf die Form der meridionalen Windverteilung zurück und zwingen ihr ein bestimmtes mittleres Profil auf. In diesen höheren Breiten ist die Trägheitsstabilität der Atmosphäre gewiß groß genug, um die Ausbildung von meridionalen Zirkulationen um horizontale Achsen parallel den Breitenkreisen (mit denen ein Austausch des absoluten Rotationsmomentes verknüpft wäre) zu verhindern. Ein gleichwertiger Widerstand gegen Vermischung in Wirbeln mit vertikaler Achse besteht nicht und es ist bekannt, daß tatsächlich die atmosphärische Zirkulation dieser Breiten in Wirbel dieser

Form zerfällt. Diese seitliche Vermischung ist bestrebt, die vertikale Komponente der absoluten Wirbelbewegung (absolute vorticity) durch Verlagerung von warmer Luft in antizyklonischen relativen Wirbelbewegungen nordwärts und Verlagerungen von kalter Luft in zyklonischen relativen Wirbelbewegungen südwärts in meridionaler Richtung auszugleichen. Dies führt zum Schluß, daß anhaltende seitliche Vermischung in großräumigen Prozessen zu Meridionalprofilen des zonalen Windes führen muß, in denen eine konstante vertikale absolute Wirbelbewegung vorhanden ist.

Der vertikale Wirbelvektor in einem rechtwinkligen Koordinatensystem ist bekanntlich durch

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}, \quad (1)$$

gegeben. Die Transformation dieser Beziehung für die Erde mit den Koordinaten φ (geogr. Breite) und λ (geogr. Länge) ergibt die Form

$$\zeta = \frac{1}{\cos \varphi} \cdot \frac{\partial \dot{\varphi}}{\partial \lambda} - \frac{1}{\cos \varphi} \cdot \frac{\partial}{\partial \varphi} (\cos^2 \varphi \cdot \omega), \quad (2)$$

worin $\dot{\varphi}$ die Winkelgeschwindigkeit nordwärts, ω jene ostwärts bedeuten. Ist nun nur eine zonale Bewegung ($\dot{\varphi} = 0$) vorhanden, dann reduziert sich der absolute Wirbelvektor auf

$$\zeta = - \frac{1}{\cos \varphi} \cdot \frac{\partial}{\partial \varphi} (\cos^2 \varphi \cdot \omega). \quad (3)$$

Aus dieser Beziehung folgt, daß konstanter vertikaler Wirbelvektor ($\zeta = \text{const.}$) eine zonale Windverteilung fordert, die durch

$$\omega = \frac{\zeta}{1 + \sin \varphi}, \quad (4)$$

gegeben ist. Ist die absolute Winkelgeschwindigkeit am Pol ($\varphi = 90^\circ$) ω_p , dann wird aus (4) die Formel

$$\omega = \frac{2 \omega_p}{1 + \sin \varphi}. \quad (5)$$

Dies ist die mittlere Verteilung des zonalen Windes in einer relativ dünnen Luftschicht, die die Erde vom Pol aus bis in niedrige Breiten bedeckt und in der ein fortdauernder großräumiger seitlicher Luftaustausch besteht. Es interessiert besonders die zonale Geschwindigkeit u relativ zur Erde. Ist a der Erdradius und Ω die Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation, dann ist

$$u = a \cos \varphi (\omega - \Omega). \quad (6)$$

Das Einsetzen von (5) in diese Beziehung, ergibt nach einigen Umstellungen

$$u = a \Omega \frac{2 \omega_p - \Omega}{1 + \sin \varphi} \cdot \cos \varphi. \quad (7)$$

Nun ist aber $a\Omega = C_E$ die lineare äquatoriale Geschwindigkeit eines Punktes der Erde (463 m/sec), so daß man als dimensionslose Größe, die das Meridionalprofil der zonalen Winde charakterisiert, erhält:

$$\frac{u}{C_E} = \frac{2\omega_p - \Omega}{1 + \sin \varphi} - \sin \varphi \cdot \cos \varphi. \quad (8)$$

Am Pol ist die vertikale absolute Komponente des Wirbelvektors $\zeta = 2\omega_p$ und es ist nicht wahrscheinlich, daß die Polarkappe der dünnen Luftschicht am Pol eine höhere absolute Wirbelbewegung annehmen kann, als die maximale vertikale Wirbelbewegung der Erde selbst. Diese ist aber 2Ω . Ist $\zeta = 2\omega_p < 2\Omega$, dann gibt die Formel (8) für die hohen polaren Breiten eine Ostwindzone, die nach Süden zu allmählich in eine Zone zunehmender Westwinde übergeht. Im Mittel ist man wohl berechtigt, Windprofile zu betrachten, für die $\zeta = 2\omega_p = 2\Omega$ gilt und hierfür ergibt sich eine meridionale Abhängigkeit der zonalen Windgeschwindigkeit der Form:

$$\frac{u}{C_E} = \frac{1 - \sin \varphi}{1 + \sin \varphi} \cdot \cos \varphi. \quad (9)$$

Dieses meridionale Windprofil ist in Abb. 7 zum Vergleich mit der tatsächlich beobachteten Windverteilung eingetragen und man erkennt, daß sich im allgemeinen die beobachteten Windprofile dieser theoretischen Verteilung bis etwa 40° Br. in befriedigender Weise anpassen. Die Zunahme der zonalen Windgeschwindigkeit in der Troposphäre und Tropopause gegen die niedrigen Breiten zu wäre somit in erster Linie eine Erscheinung, die auf den meridionalen Luftmassenaustausch innerhalb der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation der mittleren Breiten zurückzuführen ist. Aber nur bis etwa 40° bis 30° Br. ist dies der Fall, dann bricht das Windprofil konstanter vertikaler Wirbelbewegung mehr oder minder unvermittelt ab und die zonale Windgeschwindigkeit nimmt dann äquatorwärts wieder ab. Es ist wohl zu erwarten, daß in diesen mittleren Breiten von 35° bis 30° die Windprofile notwendigerweise durch die übergroßen seitlichen Scherkräfte, die in ihnen sich einstellen, instabil werden. Südlich dieser Grenze werden dann diese Windprofile einem anderen meridionalen Verteilungsgesetz folgen müssen. ROSSBY nimmt für diesen Teil der Windprofile einen *stetigen Fluß der vertikalen Wirbelbewegung* (constant vorticity transfer) südwärts an und weist auch nach, daß tatsächlich die Abnahme der zonalen Windgeschwindigkeit äquatorwärts dem theoretischen Windprofil dieser Art in befriedigender Weise folgt. Es ist übrigens interessant, daß auch die Atmosphäre der Sonne in ihren in der Breite verschiedenen Rotationsgeschwindigkeiten eine solche Zweiteilung aufweist: bis etwa 30° heliographischer Breite folgt die Rotationsdauer der Kurve für konstante vertikale Wirbelbewegung, für niedrige Breiten scheint sie sich mehr einer Kurve konstanter Wirbelübertragung anzuschmiegen.

Nach der Analyse der Karten und Schnitte tritt knapp südlich des Maximums der zonalen Windverteilung anscheinend eine schmale Zone

ausgesprochener Trägheitsinstabilität auf, die nähere Beachtung verdient. Wie und wann sich eine solche Instabilität einstellen muß, läßt sich vielleicht so am leichtesten verstehen. Nimmt man eine reine zonale Strömung (parallel den Breitenkreisen) an, dann besteht ihr absolutes Rotationsmoment m aus dem Rotationsmoment der Erde in der gegebenen Breite m_e und dem Rotationsmoment der Relativbewegung (des Westwindes) m_u . Nun ist

$$m_e = (a \Omega \cos \varphi) a \cos \varphi = \Omega a^2 \cos^2 \varphi$$

und

$$m_u = u a \cos \varphi,$$

so daß

$$m = a \cos \varphi (u + a \Omega \cos \varphi) \quad (10)$$

ist. In einer isentropischen *geradlinigen* Strömung tritt Trägheitsinstabilität ein, wenn auf einer isentropischen Fläche m so verteilt ist, daß es gegen Norden (Nordhemisphäre) zunimmt (HELMHOLTZsches Stabilitätskriterium, siehe z. B. F. M. EXNER, *Dyn. Meteorologie*, 2. Aufl., S. 208). Es muß also sein:

$$\left(\frac{\partial m}{\partial \varphi} \right) > 0 \quad (11)$$

längs einer Fläche gleicher potentieller Temp. Θ . Dies gibt mit (10) die Bedingung

$$\left(\frac{\partial m}{\partial \varphi} \right)_{\Theta} > f + \frac{u \operatorname{tg} \varphi}{a}, \quad (12)$$

worin f den Coriolisparameter $2 \Omega \sin \varphi$ bedeutet. Das zweite Glied rechts ist in erster Annäherung gegenüber dem ersten so klein, daß es vernachlässigt werden kann. Diese Beziehung (12) gilt nur für geradlinige Strömungen; auf der gekrümmten Erde muß die Krümmung der zonalen Strömung (Erdkrümmung) Berücksichtigung finden und PALMÉN [3] hat gezeigt, daß dann an Stelle von (12) die Beziehung (13) tritt:

$$\left(\frac{\partial u_g}{\partial \varphi} \right)_{\Theta} > f + \frac{3 u_g}{a} \operatorname{tg} \varphi. \quad (13)$$

Hierin ist u_g die geostrophische Windgeschwindigkeit.

Das zweite Glied rechts kann nun nicht mehr vernachlässigt werden, wenn es auch im allgemeinen viel kleiner als das erste ist.

Es läßt sich leicht zeigen, daß antizyklonische Scherkräfte dieser Stärke tatsächlich in niedrigen Breiten als Wirkung der seitlichen Vermischung auftreten und bei kleinem f leicht die Instabilitätsgrenze erreicht wird. An dieser Instabilitätsgrenze muß es dann zu einem Windsprung kommen, da nördlich davon infolge der seitlichen Vermischung eine konstante vertikale Wirbelbewegung sich einstellen wird, südlich davon hingegen der seitliche Austausch der Wirbelbewegung durch Ausbildung von meridionalen Zirkulationen in meridionalen Ebenen unterbrochen wird. So kommt es in den Breiten von 40° bis 30° zur

Ausbildung eines starken Tropopausen-Windmaximums. Es scheint demnach, daß die großräumigen seitlichen Vermischungsprozesse die Ursache selbst in sich tragen, daß in den südlicheren mittleren Breiten sich eine scharfe Grenzschicht in der zonalen Windverteilung bildet, durch die eine weitere Ausbreitung der Wirbelbewegung südwärts verhindert wird. ROSSBY betont, daß man es in diesen Vorgängen mit etwas Ähnlichem zu tun habe, wie in einer stabil aufgebauten Atmosphäre, in der die mechanische Turbulenz durch die Ausbildung einer Temperaturinversion eine scharfe Sperrschicht für die weitere Ausbreitung der Turbulenz nach oben erzwingt.

Das Auftreten dieses Windmaximums hat weitere Folgen für die Massenverteilung in seinem Bereich. Sie haben eine gewisse Ähnlichkeit mit jenen, die sich beim Eindringen eines Freistrahls in ein ungestörtes Medium einstellen müssen, wenn Gleichgewicht zwischen Bewegung und Massenverteilung herrschen soll. Infolge der starken Geschwindigkeiten des Westwindbandes besonders im Raum der Tropopause werden durch die Wirkung der Corioliskräfte Luftmassen nach Süden geworfen, während gleichzeitig als Kompensation auf den tieferen isentropischen Flächen Luftmassen nordwärts verschoben werden müssen. Mit diesen Luftverlagerungen sucht sich die Massenverteilung innerhalb der Troposphäre auf jene einzustellen, die im Gleichgewicht der Kräfte verlangt wird. Man erhält auf diese Weise eine *verkehrte Solenoidzirkulation* mit einer sinkenden und südwärts gerichteten Bewegungstendenz in den oberen Troposphärenschichten südlich des Windmaximums und einer aufsteigenden, nordwärts gerichteten Tendenz unter der Westwindzone im Bereich der Konzentration der Isentropenflächen. Abb. 8 gibt eine schematische Darstellung dieser Luftmassenverlagerungen, die sich zur Erhaltung des Gleichgewichtes im Stromsystem einstellen müssen. ROSSBY macht aufmerksam, daß die Existenz einer solchen verkehrten Solenoidzirkulation durch die Beobachtungstatsachen wahrscheinlich gemacht wird; denn südlich des Westwindbandes sind die troposphärischen Luftmassen besonders trocken und in der Frontalzone unterhalb des Westwindbandes kommt es sehr häufig zu heftigen Niederschlägen.

Diese Zirkulation im Bereiche des Westwindbandes stimmt nun völlig überein mit jenen Folgerungen, die ROSSBY aus der Betrachtung einer zweifach geschichteten Strömung und der mit ihr notwendigen Neuordnung der Massenverteilung in ihr gefolgert hat (ROSSBY [14],

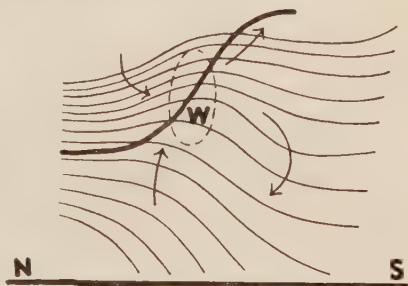


Abb. 8. Wahrscheinliche meridionale Luftmassenverlagerungen, die mit einer Verstärkung des Maximums im zonalen Windband verknüpft sind. Dicke Linie: Tropopause; dünne Linien: Isentropen (nach C. G. ROSSBY [2]).

siehe auch DEFANT [16]). Abb. 9 gibt in übersichtlicher Weise diese Verhältnisse wieder. Das obere Medium 1 strömt mit bestimmter Geschwindigkeit in die Papierebene hinein, das untere Medium 2 soll in Ruhe sein. Dann erfordert das Gleichgewicht der wirkenden Kräfte bei stationärer Strömung die in der Abbildung dargestellte Einstellung der Grenzflächen und dies tritt nur bei Verlagerungen der Medien in der Richtung der angegebenen Pfeile ein. Die Ähnlichkeit mit der Abb. 8 ist augenscheinlich. Es ist klar, daß diese Verlagerungsprozesse solange, bis ein Gleichgewichtszustand erreicht ist, anhalten, worauf sie erlöschen. Sie erfahren aber eine unvermittelte Änderung, sobald die früher besprochene Trägheitsinstabilitätsgrenze überschritten wird. Die dann eintretende Verstärkung der verkehrten Solenoidzirkulation führt zu einer raschen Aktivierung der Frontalzone in den unteren Troposphärenschichten.

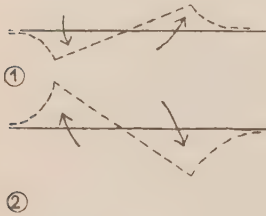


Abb. 9. Einstellung und Grenzfläche in einem zweifach geschichteten Freistrah im Gleichgewicht der vorhandenen Kräfte (zum Vergleich mit Abb. 8, nach C. G. ROSSBY).

Es läßt sich erwarten, daß diese Prozesse zu einer Frontenausbildung in den unteren Schichten führen werden, so daß damit die Vorgänge in der Tropopause und in den oberen Troposphärenschichten mit jenen in den unteren Schichten gekoppelt erscheinen.

Viel schwieriger gestalten sich die Fragen, wieso es zur Bildung der langen seitlichen Wellen des Windbandes der oberen Troposphäre kommt und warum sich diese Wellenbildung in ihrer Amplitude so steigert, daß es zur Ausstoßung von Wirbelkörpern am nördlichen und südlichen Rand des Mäanderstrombandes kommt. Es ist klar, daß, wie durch theoretische Berechnungen auch gezeigt werden kann, eine „Injektion“ von zyklonischer

Wirbelbewegung an irgend einer Stelle des Windbandes eine wellenförmige Störung innerhalb der zonalen Strömung auslöst, die sich schließlich zu einem Zug von wandernden Wellen entwickeln wird. Aber was die Injektion veranlaßt, läßt sich noch nicht recht überblicken. Dieser Punkt, der die überaus wichtige Frage nach den zeitlichen Änderungen des oberen Windbandes enthält, wird wohl noch weitere Untersuchungen erfordern.

Schließlich sei berichtet, daß auch versucht worden ist, *in experimenteller Weise* die Vorgänge der seitlichen Vermischung, die mit dem Wärmeaustausch zwischen niedrigen und höheren Breiten verknüpft ist, nachzuahmen und zu studieren. In einer rotierenden halbkugelförmigen dünnen Flüssigkeitsschicht wurde eine thermisch erzwungene Vermischung hervorgerufen und in geeigneter Weise die Geschwindigkeiten der sich einstellenden „Winde“ innerhalb der Flüssigkeitsschicht bestimmt. Es zeigte sich, daß es zur Ausbildung eines ausgesprochenen Westwindbandes mit maximalen Geschwindigkeiten in den mittleren Breiten von 55° bis 40° kommt, und daß das Windmaximum sich mit

zunehmendem meridionalen Temperaturgegensatz südwärts verlagert, allerdings nicht bis in Breiten wie in der Erdatmosphäre.

Ohne Zweifel werden die Arbeiten und Ansichten der Chicagoer meteorologischen Arbeitsgemeinschaft unter der Leitung von Prof. C. G. ROSSBY über die allgemeine atmosphärische Zirkulation der mittleren Breiten, über die im Vorhergehenden in möglichster Kürze berichtet wurde, ein lebhaftes Interesse hervorrufen, behandeln sie doch eines der vielleicht wichtigsten der Hauptprobleme der Meteorologie. Ich selbst glaube nicht, daß gewichtigere Einwendungen gegen die dargelegten Ansichten vorgebracht werden können. Vielleicht mag diese Zustimmung meinerseits auf meine Vertrautheit mit den Erkenntnissen der neueren Ozeanographie, an deren Ausarbeitung ich beitragen durfte, zurückzuführen sein. Das Bestreben, das in gewöhnlichen und periodischen Meeresströmungen auf der rotierenden Erde besteht, die Massenverteilung in ihnen gemäß dem Gleichgewicht der Hauptkräfte (Druckkraft und Corioliskraft) einzustellen, ist so augenscheinlich, daß es höchst unwahrscheinlich wäre, daß es nicht auch im ausgesprochenen Windband der oberen Troposphäre der mittleren Breiten zur Auswirkung kommen sollte. Eine ganze Gruppe von Erscheinungen bzw. Zustandsänderungen erhalten dadurch eine relativ einfache Deutung. Für manche, die mit den hydrodynamischen Grundlagen nicht vertraut sind, mag die Forderung, daß beim seitlichen großräumigen Massenaustausch die vertikale Komponente der Wirbelbewegung konstant bleiben soll, schwer verständlich sein. Vielleicht wird dies verständlicher, wenn man die Verhältnisse auf einer „ebenen“ Erde betrachtet. Die Bedingung konstanter Wirbelbewegung bei rein zonalem Grundstrom ist dann nach Gl. 1 einfach durch

$$-\frac{\partial u}{\partial y} = \text{const.}$$

gegeben. Dies entspricht einer *linearen* Zunahme der Windgeschwindigkeit äquatorwärts. Man sieht ohneweiters ein, daß bei einem solchen Windprofil bei der turbulenten Strömung seitliche Verschiebungen keine Veränderungen der meridionalen mittleren Windverteilung hervorrufen werden, da die Änderungen der Impulstransporte von Norden und Süden sich im Mittel gerade aufheben. Bei einer gekrümmten Erde (Krümmung in zonaler und meridionaler Richtung) müssen bei den meridionalen Verschiebungen auch die Änderungen, die infolge der Konvergenz der Meridiane sich zwangsweise einstellen, berücksichtigt werden und dies verändert die einfache obige Bedingung in die Gl. (3), das einfache lineare Windprofil in jenes der Formel (9), bzw. der Abb. 7.

Während aber das Geschwindigkeitsgefälle bei linearer Zunahme äquatorwärts in meridionaler Richtung konstant bleibt und eine Trägheitsinstabilität der Strömung (wenn sie nicht überhaupt schon vorhanden ist) nie eintreten kann, steigert sich bei den Windprofilen auf der gekrümmten Erde das Windgefälle gegen die niedrigen Breiten zu all-

mählich so weit, daß die Ungleichung (12) erfüllt ist. Hier kann somit Trägheitsinstabilität ab einer bestimmten Breite eintreten. Man erkennt aus diesen Überlegungen, daß das Windbandmaximum, das ja eine Folge des Eintrittes der Trägheitsinstabilität ist, eigentlich der Krümmung der Erde zuzuschreiben ist, die somit auch hier auf die Verhältnisse stark modifizierend einwirkt.

Die interessanteste und wichtigste Erscheinung des Windbandes in der Höschicht der Tropopause und der oberen Troposphäre ist ohne Zweifel sein wellenförmiger Verlauf rund um die ganze Erde. Die langen Wellen, die hier vorhanden und die quasistationär sind, also nur eine geringe Fortpflanzungsgeschwindigkeit haben, bilden das Veränderliche im Windband und haben deshalb auch eine große praktische Bedeutung. Die Frage, die sich sofort von selbst ergibt, ist, warum stellen sich in stationären Windband Mäanderungen ein und warum wandern diese mit so geringer Wellengeschwindigkeit im Windband von Westen nach Osten? Ich glaube, daß die naheliegende Bemerkung, daß stationäre Strömungen der Form eines Freistrahles, wenn sie längerer Ausdehnung sind, stets die Tendenz, sich in Wellenform zu legen, aufweisen, nicht völlig befriedigt. Es müssen doch „Störungsimpulse“ irgend welcher Art vorhanden sein, die diese Mäanderung veranlassen und erhalten. Daß die Wellenlängen zumeist aliquote Teile des Erdumfanges sind, ist aus Resonanzerscheinungen leicht verständlich. Denn eine Welle mit einer Wellenlänge, die keinen ganzzahligen Bruchteil des Erdumfanges hat, kommt, wenn sie längere Zeit sich erhalten kann, früher oder später mit anderen Wellen in Konflikt und erlischt ziemlich bald. Ähnliche Vorgänge treten ja auch bei den Gezeitenerscheinungen auf und sieben von selbst jene Wellen heraus, die zum System passen. Untersuchungen, die im meteorologischen Institut in Innsbruck schon vor Kenntnis der neueren amerikanischen Untersuchungen im Gang waren, haben die Vermutung aufkommen lassen, daß die oberen Wellen, also jene des Windbandes, vielleicht mit der Land- und Meerverteilung im Zusammenhang stehen und im Laufe des Jahres durch die verschiedene Erwärmung der Unterlage, die sich auf die Tropopause überträgt, angeregt und erzwungen werden. Durch diese wird ja auch der jährliche Gang des Luftdruckes in der Höhe bedingt, der gerade in der Tropopause am stärksten ausgebildet ist, und im wesentlichen den Charakter einer stehenden stationären Druckwelle besitzt (FRIEDRICH DEFANT [17]). Es scheint aber, daß sich unter gewissen Bedingungen neben der stationären Druckwelle auch langsam nach Osten wandernde Druckwellen einstellen, die vielleicht die Mäanderbildungen des oberen Windbandes hervorrufen. Die Möglichkeit einer solchen Beeinflussung von unten her durch die verschiedene Erwärmung und Abkühlung von Land- und Wasser ist durchaus gegeben und könnte so Änderungen des oberen Drucksystems erzwingen, die Wellencharakter haben.

Wie solche obere quasistationäre Wellen im Drucksystem imstande sind, die Druckgebilde der unteren Troposphäre in ihrer Intensität und Bewegung zu beeinflussen, hat vor kurzem, wie schon erwähnt, FRIEDRICH

DEFANT in einer Untersuchung [18] gezeigt. Die obere Druckverteilung steuert durch ihre langen, quasistationären Wellen unter gewissen Bedingungen, wie es ja auch die Beobachtungstatsachen zeigen, die unteren Zyklonen, die anderen Ursprungs sind, in ganz charakteristischer Weise, vertieft sie oder schwächt sie ab, je nachdem ihre Lage zur oberen Druckwelle paßt. Wenn auch diese theoretischen Ergebnisse auf relativ einfachen Grundlagen beruhen, scheinen sie doch die Erscheinungen in ihren Haupteigenschaften richtig zu erfassen und gerade wegen dieser Einfachheit der Grundlagen (um nicht zu sagen Primitivität) sind die Folgerungen bis in die Details zu überblicken. Dies ist ein Vorteil, der nicht zu verachten ist.

Die weitere Verfolgung der von der Arbeitsgemeinschaft des Meteorological Department of the University of Chicago aufgeworfenen Probleme der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre der mittleren Breiten der Erde läßt, nachdem schon die bisherigen Ergebnisse so viel Interessantes gebracht haben, noch weitere wichtige Erkenntnisse erwarten, die alle schließlich dem Problem der Langfristprognose zugute kommen.

Literaturverzeichnis.

1. C. G. ROSSBY: On the distribution of angular velocity in gaseous envelopes under the influence of large scale horizontal mixing processes. Bull. Amer. Met. Soc. **28**, 53—68 (1947).
2. University of Chicago, Department of Meteorology: On the general circulation of the atmosphere in middle latitudes. Bull. Amer. Met. Soc. **28**, 255—280 (1947).
3. E. PALMÉN: On the distribution of temperature and wind in the upper westerlies. J. Meteorol. **5**, 20—27 (1948).
4. H. C. WILLET: Descriptive Meteorology. New York 1944. Academic Press.
5. A. DEFANT: Die Zirkulation der Atmosphäre in den gemäßigten Breiten der Erde. Geografiska Annaler **3**, 209 (1921).
6. W. v. SIEMENS: Über die Erhaltung der Kraft im Luftmeere der Erde. Sitz.-Ber. preuß. Akad. Wiss. Berlin 1886.
7. W. FERREL: The motions of fluids and solids on the earth's surface. Prof. Pap. of the Signal Service XII (1882).
8. A. SPRUNG: Über die Theorien des allgemeinen Windsystems der Erde usw. Meteorol. Z. **1890**, 161.
9. H. v. HELMHOLTZ: Über atmosphärische Bewegungen. Sitz.-Ber. preuß. Akad. Wiss. Berlin 1888 (auch Meteorol. Z. **1888**, 329).
10. Air Weather Service: Northern hemisphere historical weather maps, sea level and 500 mb. October and November 1945.
11. L. PRANDTL: Führer durch die Strömungslehre. Braunschweig 1942, 166.
12. E. PALMÉN: Die Beziehung zwischen troposphärischen und stratosphärischen Temperatur- und Luftdruckschwankungen. Beitr. Phys. fr. Atm. **17**, 102—116 (1931).
13. C. G. ROSSBY: Dynamics of the steady ocean currents in the lighth of experimental fluid mechanics. Pap. in Phys. Ocean. and Met., Woods Hole Ocean. Inst. **5**, Nr. 1 (1936).

14. C. G. ROSSBY: On the mutual adjustment of pressure and velocity distributions in certain simple current systems, II. *J. Marine Res.* **1**, Nr. 3, 239—263 (1938).
15. A. CAHN: An investigation of the free oscillations of a simple current system. *J. Meteorol.* **2**, 113—119 (1945).
16. A. DEFANT: C. G. Rossby, Dynamik stationärer ozeanischer Ströme im Lichte der experimentellen Stromlehre. Nebst einigen Bemerkungen hierzu. *Ann. Hydr. u. mar. Met.* **1937**, 58.
17. FRIEDRICH DEFANT: Grundlagen einer Theorie des jährlichen Luftdruckganges. *Geografiska Annaler* **1947**, 20—47.
18. FRIEDRICH DEFANT: Theorie der Steuerung und Spaltung von Bodendruckstörungen durch quasistationäre Höhendruckverteilungen. *Arch. Met. Geoph. u. Biokl. Ser. A* **1**, 149 (1948).

(Geophysikalisches Institut der Universität Hamburg.)

Zyklogenetische Probleme.

Von

P. Raethjen.

Mit 21 Textabbildungen.¹

Zusammenfassung. Die Entstehung der atmosphärischen Zyklonen beruht *wesentlich* auf *Reibung* und *Austausch*, Reibung der Luft an der Erdoberfläche, Austausch auf- und ableitender Luftquanten (HELMHOLTZS „gleitende zitternde Strömchen“, ROSSBY'S „isentropic lateral mixing“). Diese bisher verborgen gebliebene, aber *heute unabweisbare* Tatsache liefert den Schlüssel zur Lösung der sehr zahlreich gewordenen zyklogenetischen Probleme, zu ihrer übersichtlichen Ordnung und zur Beseitigung ihrer Widersprüche. Vor allem das „Hauptproblem“, die *gemeinsame* Entstehung des zyklonalen *Wirbels* und *Tiefdruckgebiets* in *allen* Schichten der Troposphäre (und Substratosphäre) wird dadurch zwanglos erledigt. 45 Einzelergebnisse sind am Schluß der Abschnitte 5 bis 49 zusammengefaßt.

Summary. The formation of atmospheric cyclones depends substantially on friction and exchange, friction of the air at the earth's surface on the one, isentropic lateral mixing on the other hand. This fact, hitherto unknown but now incontestable, provides us with the key for the solution of the many cyclogenetic problems, for their classification and for the elimination of contradictions. Above all the central problem gets a satisfactory solution: the joint formation of cyclonic whirl and depression through all layers of troposphere (and substratosphere). 45 individual results are summarized at the end of each paragraph 5 to 49.

Résumé. La formation des dépressions atmosphériques repose essentiellement sur le frottement et l'échange turbulent: frottement de l'air sur le sol, échange turbulent entre petites masses d'air ascendantes et descendantes. Ces faits ignorés jusqu'ici, mais aujourd'hui incontestables, donnent la solution des nombreux problèmes de cyclogénèse et de leur classement, et écartent

¹ Die Druckstöcke der Abbildungen 1 bis 4, 6 bis 13, 16, 17, 19 bis 20 wurden durch die Wolfenbütteler Verlagsanstalt, Wolfenbüttel am Harz, aus dem in diesem Verlage in Vorbereitung befindlichen Werk von P. RAETHJEN: „Dynamik der Zyklonen“ in freundlicher Weise zur Verfügung gestellt.

leurs contradictions. A ce point de vue on peut aisément expliquer la formation simultanée de tourbillons atmosphériques et de zones de basse pression dans toutes les couches de la troposphère et de la substratosphère. Les résultats de 45 problèmes distincts sont résumés à la fin des paragraphes 5 à 49.

Abkürzende Zeichen: [] Literaturhinweis. — Z. Abschnittziffer dieser Arbeit. — Gl. Gleichung. — Ungl. Ungleichung. — Abb. Abbildung.

I. Historische Situation.

1. Theorien über die Entstehung der Zyklonen gibt es sehr zahlreiche und sehr verschiedenartige. Hier seien nur diejenigen genannt, die in der deutschen meteorologischen Fachwelt nachhaltigen Einfluß gehabt haben: 1889 die „Konvektionstheorie“ von W. FERREL [1], 1920 die „Riegeltheorie“ von F. M. EXNER [2], 1921 die „Polarfronttheorie“ oder „Wellentheorie“ von V. BJERKNES [3], 1926 die Theorie der „primären und sekundären Wellen“ von A. DEFANT [4], gleichzeitig die „Thermozyklogenese“ von G. STÜVE [5], 1931 die Theorie des „Tropopausentrichters“ von E. PALMÉN [6] und 1933 die „Divergenztheorie“ von R. SCHERHAG [7]. Alle diese Theorien haben die Vorstellungen, mit denen der Wetterdienst arbeitet, beeinflußt, insbesondere aber haben sich drei „Schulen“ gebildet: Die „Norwegische“, die „Frankfurter“ und die „Seewartenschule“. Die erstere baut auf der Wellentheorie von V. BJERKNES, die zweite auf den STÜVESchen Vorstellungen (die den DEFANTschen sehr verwandt sind), die dritte auf denen SCHERHAGS weiter. Doch findet man daneben auch noch Vorstellungen, die auf W. FERREL oder F. M. EXNER zurückgehen, und E. PALMÉN'S „Tropopausentrichter“ ist von fast allen angenommen worden. Diese Schulmeinungen und Theorien sind *nicht* miteinander im Einklang; zum Teil haben sie sich bekämpft, zum Teil ihre Gegensätze verschwiegen. Aber die Widersprüche sind da, ob sie nun polemisch vorgebracht oder versöhnlich verschwiegen werden. Es scheint, als ob die Zyklonentheorie ein Berggipfel ist, den mehrere Bergsteiger von *verschiedenen* Seiten besteigen, ohne sich ihrer Gemeinsamkeit bewußt zu werden.

2. Die Beobachtung der Zyklonen hat neuerdings große Fortschritte erzielt dadurch, daß *höhere Schichten* der Troposphäre (sowie der untere Teil der Stratosphäre) regelmäßig synoptisch beobachtet werden. Seit 1888 („Wissenschaftliche Luftfahrten“ von ASSMANN, BERSON und SÜRING) liefern *einzelne*, seit etwa 1930 *synoptische* Höhengaufstiege meteorologische Beobachtungen aus höheren Schichten; seit dem 1. September 1934 veröffentlicht die Deutsche Seewarte in Hamburg täglich eine *Höhenwetterkarte*: Die „absolute Topographie der 500 mb-Fläche“, welche im wesentlichen das *horizontale Druck- und Windfeld des 5000 m-Niveaus* darstellt, und die „relative Topographie der 500 mb-Fläche“, welche das *isobare Temperaturfeld der freien Troposphäre* (Mitteltemperatur zwischen der 1000 mb-Fläche und 500 mb-Fläche) zeigt. Bis zum Erscheinen dieser Höhenwetterkarten betrachtete man die Wettervorgänge nur in der „Bodenwetterkarte“, die das *Druckfeld im Meeres-*

niveau sowie das *Temperatur- und Windfeld am Erdboden* meint. Jedenfalls beruhten die Vorstellungen, die man sich von den *Wettervorgängen höherer Schichten* machte, bis dahin auf einer mehr oder weniger *hypothetischen* Extrapolation der Bodenwetterkarte. Daß die Neuerschließung synoptischer *Höhenbeobachtungen* neue *theoretische* Vorstellungen gezeitigt hat, ist *kein* Grund zur Verwunderung. Aber die neu hinzugekommenen aerologischen Beobachtungen haben zunächst das *theoretische* Bild weniger geklärt als vielmehr *kompliziert*. Statt einer *Entscheidung* über *ältere* Streitfragen sind *neue* Theorien mit *neuen* Problemen entstanden. Mit der Ausdehnung der Beobachtungen in die *freie* Atmosphäre hat sich zunächst die Mannigfaltigkeit der theoretischen Meinungen *nicht vermindert sondern vermehrt*.

3. Derzeitige Lage. Im Wetterdienst hat diese Entwicklung das Ansehen der Theorie *nicht* gehoben. Diese wird meist nur als bequemes Hilfsmittel für die *nachträgliche* Erklärung eines bereits *beobachteten* Wetterablaufs gebraucht: *eine* von den vielen Theorien paßt nämlich immer. Aber es gilt als sehr *gefährlich*, bei der *Vorhersage* nur *einer einzigen* Theorie zu vertrauen. Und, wenn man ein Lehrbuch der Meteorologie schreibt, so kommt man in Verlegenheit: Ganz totsicheren läßt sich das Zyklonenproblem nicht. Bringt man nur unwidersprochene *Erfahrungstatsachen*, so fehlt der *innere Zusammenhang*. Man muß also *mehrere* (mindestens drei) *einander widersprechende* Theorien referieren oder sich auf ihre *historische* Betrachtung beschränken. Alle diese Wege befriedigen den Leser eines Lehrbuchs nicht: er will wissen, wie es wirklich ist, und nicht, worüber man erfolglos gestritten hat.

Weit verbreitet ist heute die Ansicht, *jede* der zur Zeit anerkannten Zyklonentheorien beziehe sich nur auf je *eine* Seite des sehr vielseitigen *wirklichen* Geschehens, welches obendrein mannigfacher Variationen fähig ist. Aus der *einseitigen* Betrachtung ergeben sich natürlich Meinungsverschiedenheiten. Wenn diese Ansicht richtig ist, kann man eine *allseitig* befriedigende Theorie *nicht* dadurch finden, daß man zu sechs einseitigen Betrachtungen eine siebente, ebenfalls einseitige, hinzufügt. Vielmehr ist es die *dringlichste* Aufgabe der Theorie, einen „integrierenden Faktor“ zu finden, der *alle* bisherigen Theorien miteinander versöhnt. Dieses leistet nach Ansicht des Verfassers der atmosphärische „Austausch“, insbesondere der „Gleitaustausch“, eine mehr oder weniger *ungeordnete* Bewegung und Vermischung atmosphärischer Luftquanten, die sich dem „großräumigen“ Stromfeld *überlagert* und dieses wirksam *beeinflusst*. Da alle bisherigen Theorien mit *reibunglosen* Strömungsgleichungen operieren (oder *nur* die *bodennahe* Reibung betrachten), lassen sie *keinen* Raum für die Wirkungen des Austausches in der *freien* Atmosphäre und können daher die „Erklärung“ einer beobachteten Erscheinung nur durch Einseitigkeit erkaufen; wenn man einen *wesentlichen* Wirkungsfaktor unbeachtet läßt, ergibt sich *notwendig* ein einseitiges Bild.

4. Vorausschau. Die nachstehende Abhandlung erbringt den Beweis, daß Reibung und Austausch tatsächlich *wesentliche* Faktoren der „Zyklogenesis“ sind. Implizite wird erkennbar, daß die „Austausch-

theorie“ der Zyklonen in der Lage ist, die tragenden Grundgedanken der älteren Theorien miteinander in Einklang zu bringen. Dabei werden wir im wesentlichen eine „*planetarische*“ Situation vor Augen haben, d. h. wir verzichten hier auf die mannigfaltigen Besonderheiten und Abwandlungen, die sich an bevorzugten Orten durch eine spezielle *geographische* Lage (Land und Meer, Gebirge und Flachland usw.) ergeben. Wegen der Knappheit des Raumes können auch die *mathematischen Beweise* hier nur angedeutet werden. Ausführlich werden sie an anderer Stelle (siehe Literaturverzeichnis) mitgeteilt. Aus demselben Grunde muß der Verfasser auf ausführliche Referate der älteren Theorien verzichten und statt dessen direkt in die *neue* Austauschtheorie hineinsteuern. Nur die *Erfahrungsgrundlagen* werden zuvor in Erinnerung gebracht mit besonderer Beachtung der für die Austauschtheorie wesentlichen Resultate.

Wir wollen auch nicht übersehen, daß die nachstehende Untersuchung das überaus vielseitige Zyklonenproblem *weder erschöpfend noch endgültig* erledigen kann. Schon in der Fahnenkorrektur wurden einige Ergänzungen dadurch nötig, daß Herr E. KLEINSCHMIDT (junior) am 9. Februar 1949 in einem Vortrag vor der Geophysikalischen Gesellschaft (in Hamburg) neue Gesichtspunkte geltend machte. Vielleicht erscheint nachstehend die Bedeutung des Gleit austauschs dadurch überbetont, daß *andere* (ebenso wichtige) Vorgänge hier keinen Raum finden. Diesen Vorbehalt gebe ich noch in die Fahnenkorrektur und verweise im übrigen auf mein demnächst erscheinendes Buch „Dynamik der Zyklonen“ [10], welches *alle* wichtigen Vorgänge behandelt und gegeneinander abwägt.

II. Grundbegriffe und grundlegende Tatsachen.

5. Barisches Windgesetz. In der Höhenwetterkarte (Abb. 2, 7, 8) sind die (ausgezogenen) *Isobari*en (die Isohypsen der 500 mb-Fläche) praktisch identisch mit den *Stromlinien* („geostrophischer“ Wind); der *tiefer*e Druck liegt dabei zur *Linken* des Windes (auf der Nordhalbkugel) und der horizontale *Druckgradient* (bzw. die Neigung der Isobarfläche) ist der *Windgeschwindigkeit* proportional, d. h. die horizontalen *Abstände* benachbarter Isobarien (bzw. der Isohypsen) sind *umgekehrt* proportional mit der Windgeschwindigkeit. Dieses „barische“ Windgesetz bedeutet ein (annäherndes) *Kräftegleichgewicht* zwischen der horizontalen Ablenkungskraft der Erdrotation und dem horizontalen Druckgradienten. Nur in *Bodennähe* (unterhalb 1000 m Höhe) tritt die *Reibung* *zusätzlich* als dritte Kraft ins Gleichgewicht; deshalb weht dort der Wind *nicht* parallel zu den Isobarien, sondern weicht von dieser („geostrophischen“) Richtung nach dem *tiefer*en Druck hin ab; in Bodennähe laufen also die Stromlinien *schräg* über die Isobarien ins Tiefdruckgebiet hinein. Doch ist auch hier das Stromfeld wesentlich vom Druckfeld abhängig; man zerlegt hier praktischerweise die Strömung in einen *isobaren* Strom, für welchen die Isobarien als *Stromlinien* gelten, und einen *anisobaren* Strom, der *senkrecht* über die Isobarien ins Tiefdruckgebiet hinein-

fließt. Der letztere ist (im Mittel der bodennahen Reibungsschicht) bedeutend *schwächer* (zirka ein Fünftel) als der erstere.

Dieses „barische Windgesetz“ hat eine *praktische* und eine *theoretische* Bedeutung. Erstere liegt darin, daß man in den *Druckkarten* (Abb. 1, 2, 3, 4, 6, 7, 8) die Strömung (zwischen den Isobarlinien) *direkt sehen* kann. *Theoretisch* ist es aber von großer Wichtigkeit, daß die Strömungsmöglichkeiten durch die *Anpassung* an das Druckfeld *sehr eingeschränkt* werden; atmosphärische Stromfelder können *größere* Veränderungen nur *gemeinsam mit den zugehörigen Druckfeldern* erfahren. Dieses „Prinzip der Adaptation“ (nach N. SHAW) wurde früher oft hervorgehoben, heute hat man sich so daran gewöhnt, daß seine weittragende Bedeutung *nicht* mehr gebührend beachtet wird.

Selbstverständlich können *Veränderungen* der Stromfelder nur durch eine *Störung* des „barischen“ Kräftegleichgewichts verursacht werden, aber diese Störung ist *erfahrungsgemäß* stets so *gering*, daß man auch bei Stromfeldänderungen (z. B. bei der Zyklogenese) das barische Windgesetz wie eine (näherungsweise gültige) *Zwangsbedingung* gebrauchen kann, sofern man *größere* Stromfeldänderungen betrachtet. Man muß dann nur besonders darauf achten, daß die *Beschleunigungen* dabei *nicht* unter den Tisch fallen. Diese Methode werden wir weiter unten mehrfach anwenden.

Obwohl die (kleinen) Abweichungen vom barischen Windgesetz (vom „geostrophischen“ Wind) die Ursache der zeitlichen Stromfeldänderung sind, gilt dieses Gesetz doch näherungsweise als Zwangsbedingung bei größeren Stromfeldänderungen.

6. Rotation. Der Name „Zyklone“ bedeutet „Wirbel“. In der Meteorologie versteht man darunter die in der (horizontalen) Wetterkarte als Wirbel erscheinenden Strömungssysteme (Abb. 1), welche relativ zur festen Erde *im gleichen Sinne* wie die Erde selbst rotieren (um eine vertikale Achse). Dagegen nennt man die (relativ zur Erde) *entgegengesetzt* rotierenden Wirbel der Wetterkarte „Antizyklogen“. Wenn man also die *absolute* Rotation der Zyklonen und Antizyklogen betrachtet (nicht relativ zur selbst rotierenden Erde, sondern im *Inertialsystem*), so enthält die Zyklone eine atmosphärische Masse mit *schnellerer*, die Antizyklone eine solche mit *langsamerer* Rotation; die erstere rotiert (absolut) *schneller* um eine vertikale Achse als die Erde, die letztere *langsamer*. Diese Rotationsunterschiede sind von *derselben Größenordnung* wie die Rotation der Erde selbst; Zyklonen rotieren (absolut) ungefähr *doppelt* so schnell wie die Erde, Antizyklogen etwa *halb* so schnell. Diese Vorstellung der *absoluten* Rotation im Inertialsystem ist sehr instruktiv; sie gestattet die (weiter unten erwiesene) Vermutung, daß die Zyklonen ihre starke Wirbelbewegung durch irgendeinen *Verstärkungsmechanismus* von der allgemeinen Rotation der *ganzen* Erde empfangen und daß die Antizyklogen ihre Existenz einem Rotation *abschwächenden* Vorgang verdanken.

Zyklonen rotieren (absolut) schneller, Antizyklogen langsamer als die Erde.

7. Rotor. Das *hydrodynamische* Kennzeichen der Zyklonen im Sinne der Vektorrechnung ist also der „Rotor“ des Strömungsvektors $\mathbf{v}$ (der Geschwindigkeit *relativ* zur Erde); im *horizontalen* Stromfeld liefert die

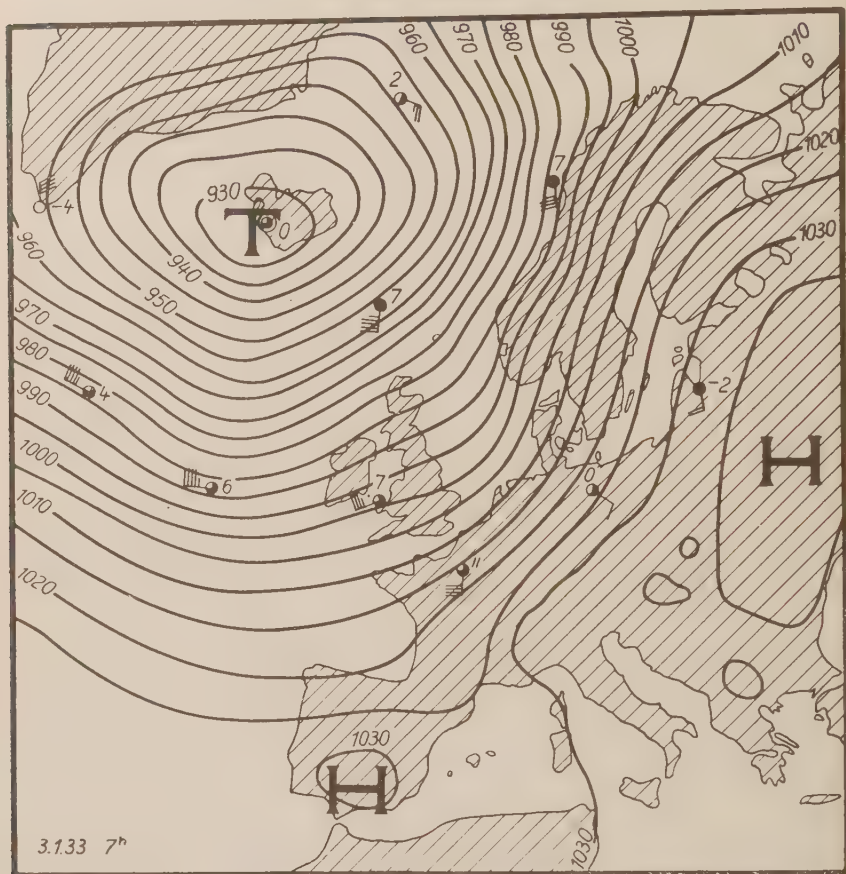


Abb. 1. Islandtief am 3. Januar 1933. Isobaren im Meeresniveau.

Vertikalkomponente des „rot $\mathbf{v}$ “ das Kennzeichen der Zyklonen und Antizyklonen. Üblicherweise liegt die z -Achse des cartesischen Koordinatensystems vertikal; dann ist

$$\text{rot}_z \mathbf{v} = \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y} \quad (1)$$

die charakteristische Größe, *positiv* (d. h. im Sinne der Erdrotation) in Zyklonen, *negativ* (d. h. gegen die Erdrotation) in Antizyklonen (auf der Nordhalbkugel im cartesischen Rechtssystem, auf der Südhalbkugel im Linkssystem). $\text{rot}_z \mathbf{v}$ bedeutet die doppelte Winkelgeschwindigkeit, mit

welcher die atmosphärischen Flüssigkeitselemente *relativ* zur Erde um eine *vertikale* Achse rotieren.

Der *absolute* Rotor der Erde im Inertialsystem ist dementsprechend ebenfalls ihre *doppelte* Winkelgeschwindigkeit; daher ist seine *Vertikal-*komponente $l = 2 \omega \sin \varphi$, die bekannte Ablenkungskonstante der Erdrotation. Wenn man also den *atmosphärischen* Rotor im *Inertialsystem*

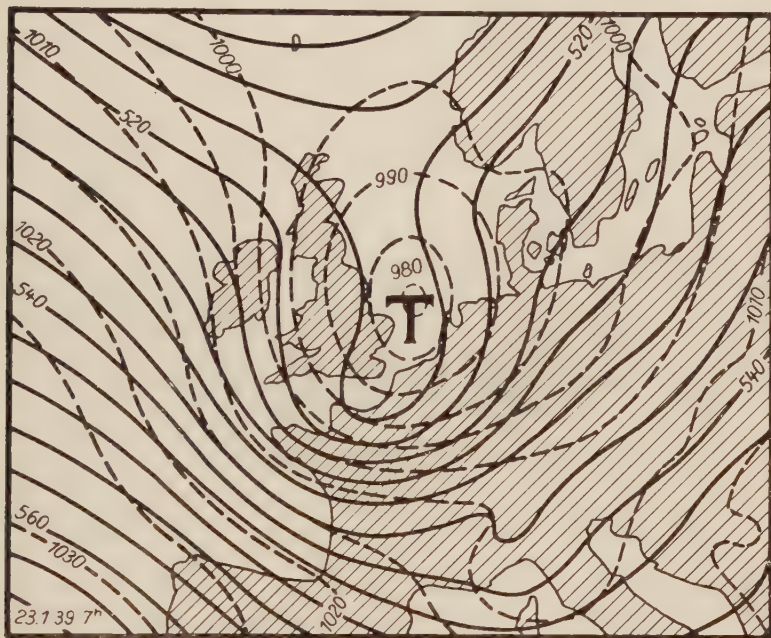


Abb. 2. Nordseezyklone am 23. Januar 1939, 7 Uhr. Ausgezogene Kurven sind Isohypsen der 500 mb-Fläche (können auch als Isobaren im 5000 m-Niveau gelten), ihre Zahlen geben die Höhe der 500 mb-Fläche über dem Meeresniveau in geodynamischen Dekametern an. Gestrichelte Kurven sind Isobaren im Meeresniveau (können auch als Isohypsen der 1000 mb-Fläche gelten), ihre Zahlen geben den Druck in mb an.

angeben will, so beträgt er im *horizontalen* Stromfeld $l + \text{rot}_z v$, d. h. der *absolute* Rotor der Erde addiert sich zum *relativen* der Atmosphäre. Es ist nun sehr instruktiv, die *beobachteten* Beträge des $\text{rot}_z v$ mit dem bekannten Betrag $l \sim 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ zu vergleichen. Merkwürdigerweise haben *Zyklonen* meist einen $\text{rot}_z v$, der ungefähr *ebenso* groß ist wie l , d. h. sie rotieren absolut ungefähr *doppelt* so schnell wie die Erde. Dagegen ist in *Antizyklonen* $\text{rot}_z v < l$, d. h. sie rotieren absolut zwar *langsamer* aber stets im *gleichen* Richtungssinn wie die Erde.

Im *horizontalen* Stromfeld bedeutet der Rotor ($\text{rot}_z v$) die *doppelte* Winkelgeschwindigkeit der Rotation um eine *vertikale* Achse; er hat, *relativ* zur Erde gerechnet, in *Zyklonen* dieselbe Größenordnung wie der *absolute* Erdrotor $l = 2 \omega \sin \varphi$.

8. Scherung und Krümmung. In der Wetterkarte erkennt man den $\text{rot}_z v$ teils an der *Krümmung* der Stromlinien (bzw. Isobarlinien), teils an der „*Scherung*“, d. h. daran, daß der Geschwindigkeitsbetrag (bzw. der Isobarenabstand) benachbarter Stromröhren *verschieden* groß ist. Legt man die y -Achse *tangential*, die x -Achse *senkrecht* zur Stromlinie (im Höhenstromfeld zur Isobarlinie), so ist in Gl. (1) — $\partial v_x / \partial y$ von der *Krümmung* der Stromlinie (bzw. Isobarlinie) abhängig, dagegen $\partial v_y / \partial x$ von der *Scherung*. Wir nennen deshalb (bei dieser Koordinatenwahl) — $\partial v_x / \partial y$ „*Krümmungsrotor*“ und $\partial v_y / \partial x$ „*Scherungsrotor*“. Im Stromlinienbild der Wetterkarte unterscheiden sich diese beiden Teile des

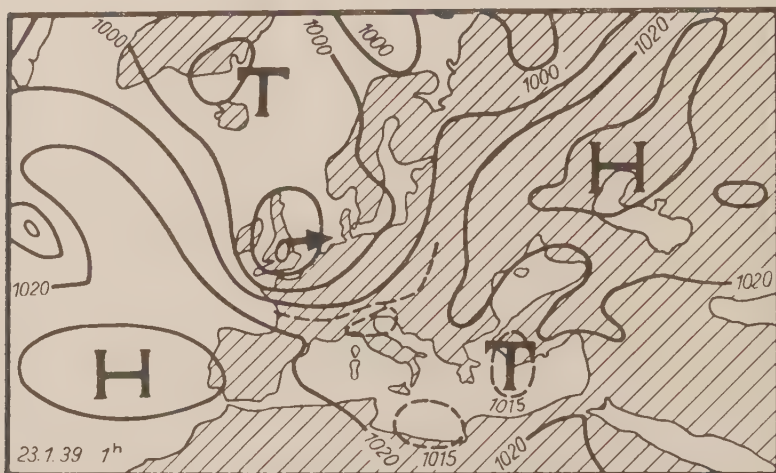


Abb. 3. Viererdruckfeld am 23. Januar 1939, 1 Uhr. Isobaren im Meeresniveau mit Zahlen: Druck in mb. Der Pfeil bezeichnet den Weg der Frontalzyklone während 24 Stunden.

Rotors wesentlich. Z. B. zeigen die Abb. 1, 2 und 3 überwiegenden (zyklonalen) *Krümmungsrotor*, die Abb. 4 dagegen überwiegende (front-hafte) *Scherung*. Man beachte aber, daß „*Scherung*“ nicht nur dort vorhanden ist, wo nebeneinander entgegengesetzte Stromrichtung auftritt, sondern auch dort, wo bei *gleicher* Richtung nebeneinander *verschiedener* Geschwindigkeitsbetrag vorhanden ist. *Dynamisch* sind Scherungsrotor und Krümmungsrotor *nicht* wesensverschieden, sondern leicht ineinander umwandelbar, wie weiter unten gezeigt wird. Diese Umwandlung ist jedenfalls in der Atmosphäre *leichter* möglich als die Neuerzeugung eines Rotors.

Jeder zyklonale oder antizyklonale Rotor kann als Scherungsrotor oder Krümmungsrotor oder als Zusammensetzung dieser beiden Erscheinungsformen auftreten.

9. Planetarische Polarfront. Wenn man auf der gesamten Erdoberfläche diejenigen atmosphärischen Strömungen betrachtet, welche sich aus den *Planeteneigenschaften* (Erddotation und Sonnenbestrahlung,

dagegen *nicht* Kontinente und Ozeane) ergeben, so zeigt sich in *großzügigen Mittelwerten* eine typische *Dreizoneneinteilung* der Halbkugel, wie unsere Abb. 5 sie schematisch darstellt. Vom Äquator bis etwa 30° Breite vorherrschende *östliche* Winde (Passate), in gemäßigten Breiten von 35° bis 65° überwiegend *westliche* Winde, in polaren Breiten von 70° bis 90° im Mittel *keine* westöstlichen oder ein schwaches Überwiegen *östlicher* Winde. Zwischen dem Passat- und Westwindgürtel liegt der

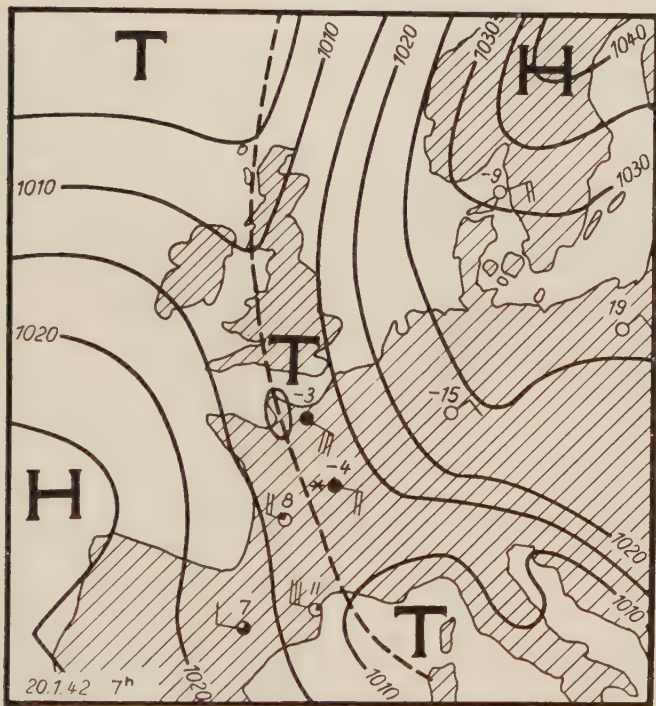


Abb. 4. Schleifzone am 20. Januar 1942, 7 Uhr. Isobaren im Meeresniveau. Gestrichelt ist die Schleifzonenfront.

„subtropische Hochdruckgürtel“; zwischen dem Westwindgürtel und dem polaren Ostwind liegt bei 65° Breite die „Polarfront“ als Tiefdruckgürtel (Abb. 5). Die *Polarfront* ist also durch *zyklonale*, das *Subtropenhoch* durch *antizyklonale* Windscherung ausgezeichnet. Zweifellos liegt hierin die „planetarische“ Ursache für die beobachtete Tatsache, daß Zyklonen polwärts von 45° Breite *häufiger*, äquatorwärts davon *seltener* auftreten. V. BJERKNES [3] sah in der „Polarfront“ eine polwärts flach ansteigende *Grenzfläche*, welche die kalte „Polarluft“ von der wärmeren Westwindluft („Subtropikluft“) abtrennt. Die Zyklonen sind nach seiner Meinung *Wellen* dieser Grenzfläche und entstehen ähnlich wie die Wellen der *Meeresoberfläche*, welche ja ebenfalls eine Grenzfläche zwischen ver-

schieden strömenden Flüssigkeiten (Wasser und Luft) ist. In den neuerdings vorhandenen Zirkumpolar-Höhenwetterkarten erscheint die Polarfront deutlicher als bislang in der Bodenwetterkarte, allerdings *nicht* als flach geneigte Grenzfläche des Temperaturfeldes, sondern als (steile) polseitige Grenze des starken Höhenwestwindes.

Die planetarische Polarfront ist im planetarischen Mittelzustand der Atmosphäre die Grenzzone zwischen der Westwindzone gemäßigter und der Ostwind- (bzw. windstillen) Kalotte polarer Breiten und ist daher durch zyklonale Scherung gekennzeichnet.

10. Frontalzonen. Wenn man nicht planetarische Mittelwerte betrachtet sondern den *einmaligen* Strömungszustand zu einem bestimmten synoptischen Termin, so findet man die (synoptische) „Polarfront“ *nicht*

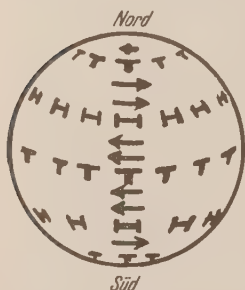


Abb. 5. Planetarisches Dreizonenfeld im Meeresniveau, auf jeder Halbkugel drei Windgürtel, dazwischen je ein Tief- oder Hochdruckgürtel.

immer bei 65° Breite und auch *nicht annähernd* als geschlossenen Breitenkreis, der eine „Polarcalotte“ von der übrigen Erde abgrenzt. Statt dessen sieht man in der Bodenwetterkarte zahlreiche *einzelne Fronten*, voneinander getrennt und irgendwie in gemäßigten Breiten verteilt. Auch findet man statt scharf definierter Fronten *breite Übergangszonen* (etwa 1000 km breit) zwischen der kalten Polarluft und der warmen Subtropikluft, die sogenannten „Frontalzonen“. Diese *synoptisch* beobachteten „Fronten“ oder „Frontalzonen“ sind durchaus *nicht* immer „planetarisch“, sondern meist sehr abhängig von der Verteilung der Kontinente und Ozeane, was man z. B. daran erkennt, daß sie *nicht* westöstlich, sondern irgendwie anders orientiert sind. Nur *im Mittel* über-

wiegt das *polwärts* gerichtete Temperaturgefälle und die *westöstliche* Front. Abb. 6 zeigt als Beispiel eine „Frontalzone“, die das Ideal einer planetarischen „Polarfront“ näherungsweise verwirklicht, eine 1000 km breite, *westöstlich* orientierte Zone mit starkem polwärts gerichtetem horizontalem Temperaturgefälle in demjenigen Gebiet, wo die (in Abb. 6 ausgezogenen) 500 mb-Isophysen sich *eng aneinanderdrängen*. Die „Polarluft“ liegt also im *kalten Tiefdruckgebiet* (im Norden), die „Subtropikluft“ im *warmen Hochdruckgebiet* (im Süden); zwischen beiden *fließt* der Frontalzonestrom (starker Westwind höherer Schichten). Mittelst der Höhenwetterkarte (Topographie der 500 mb-Fläche) konnte R. SCHERHAG [7] neuerdings nachweisen, daß der *starke Höhenwind* der Frontalzonen für die Entstehung der Zyklonen *ebenso wichtig*, vielleicht sogar wichtiger ist als ihr *horizontales Temperaturgefälle*. Beides bedingt sich aber gegenseitig, denn die barometrische Höhenformel verlangt, daß die Richtung des horizontalen *Druckgefälles* in der oberen Troposphäre *übereinstimmt* mit der Richtung des horizontalen *Temperaturgefälles* unterer und mittlerer Schichten (sofern im Meeresniveau *kein* abnorm großes Druckgefälle auftritt), und das „barische Windgesetz“ fordert einen dementsprechenden „frontparallelen“ Höhenwind. Die

Frontalzone hat also *zyklonale* Scherung *an ihrem kalten Rande* (in Abb. 6 am Nordrand des starken Höhenwindes) und *antizyklonale* Scherung *am warmen Rande*; das *zyklonale* Scherungsgebiet (des Höhenwindes) liegt *nicht* in der Zone des horizontalen Temperaturgefälles, sondern an dessen *kaltem Rande*. Nur in *scharfen* Fronten mit *sprunghaftem* Tempe-

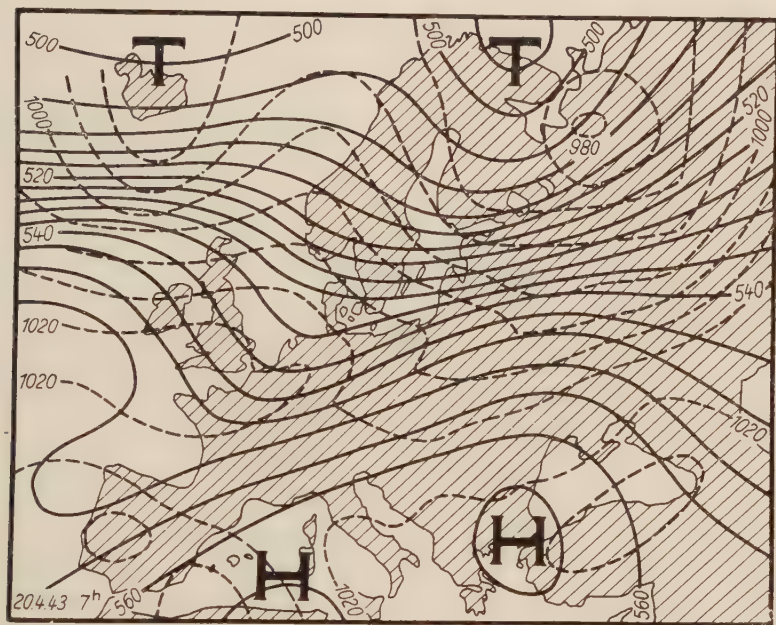


Abb. 6. Fast ungestörte Frontalzone am 20. April 1943, 7 Uhr. Symbole und Zahlen wie in Abb. 2.

ratur- und Windunterschied fällt der Temperatursprung mit dem zyklonalen Windsprung zusammen.

Frontalzonen sind atmosphärische Ströme (dem „Golfstrom“ im Meere vergleichbar) mit starkem horizontalem (isobarem) Temperaturgefälle senkrecht zum Strom. Dieser hat *zyklonale* Scherung an seinem kalten, *antizyklonale* an seinem warmen Rande.

11. Zentralzyklone. Die Frontalzone liegt also stets *am Rande* eines stationären kalten Tiefdruckgebietes und ist mit dem letzteren dynamisch eng verbunden, was z. B. in Abb. 7 dadurch zum Ausdruck kommt, daß der *größere* Teil des Frontalzonensystems (zwischen *E* und *D*) zum *zyklonalen* Strömungssystem des *nördlichen* (kalten) Tiefdruckgebietes gehört und nur der *kleinere* Teil zum *südlichen* (warmen) Hoch. Dieses beherrschende („steuernde“) Tiefdruckgebiet nennt man „Zentralzyklone“, weil sein (horizontales) Temperaturfeld mit dem Druckfeld ungefähr *zentralsymmetrisch* ist; sein *kältester* Punkt fällt ungefähr mit seinem *Druckminimum* zusammen. Dieserhalb liegt in Zentralzyklonen

das Druckminimum des 5000 m-Niveaus (ausgezogene Isobaren, Abb. 7) ungefähr über dem des Meeresniveaus (gestrichelte Isobaren). Hierdurch unterscheidet man die „Zentralzyklonen“ eindeutig von den weiter unten erläuterten „Frontalzyklonen“. Ein typisches Beispiel einer Zentralzyklone ist das winterliche „Islandtief“ (Abb. 1).

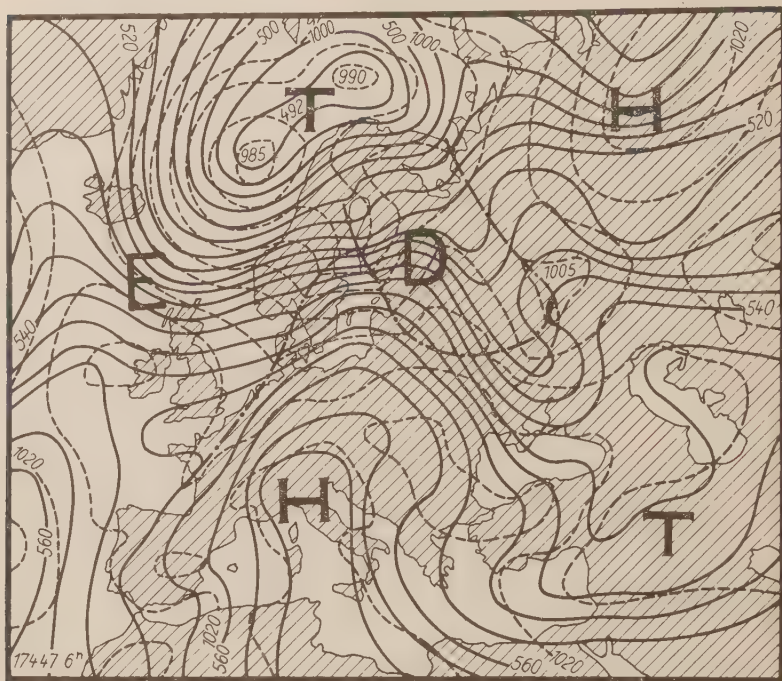


Abb. 7. Beginnende Deltazyklonogenese am 17. April 1947, 6 Uhr. Symbole und Zahlen wie in Abb. 2, außerdem *E* Einzugsgebiet, *D* Delta. Fronten strichpunktiert.

Zentralzyklonen sind kalte stationäre Tiefdruckgebiete; ihr Kältezentrum fällt ungefähr mit dem Druckminimum zusammen, so daß dieses in der oberen Troposphäre noch stärker erscheint als am Erdboden.

12. Viererdruckfeld. Charakteristisch für die Einordnung der meisten Frontalzonen in die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre ist die *schachbrettartige* Anlage der stationären Hoch- und Tiefdruckgebiete; Abb. 3 und 7 zeigen (im Meeresniveau) zwei *stationäre* Hochdruckgebiete (*H*) und zwei solche Tiefdruckgebiete (*T*), von denen je eines (in Abb. 7 das westliche) *kräftiger*, das andere (östliche) *schwächer* ausgebildet ist. Zwischen dem kräftigen Tief (Zentralzyklone) und dem kräftigen (warmen) Hoch liegt die Frontalzone mit ihrem starken Strom. Aber dieser Strom *verzweigt* sich inmitten des „Viererdruckfeldes“ wie das „Delta“ einer Flußmündung (*D* in Abb. 7). Andererseits sieht man in Abb. 7 auf der

Westseite, daß die (ausgezogenen) Stromlinien dort (bei *E*) *konvergierend* in die Frontalzone hineinlaufen. Dieses Gebiet (*E*) nennt man „Einzugsgebiet“ in Analogie zur geographischen Bezeichnung der Fluß-Einzugsgebiete. Jede Frontalzone hat also (weil sie sich *nicht* rund um die Erde erstreckt) ihr „Einzugsgebiet“ (*E*) und „Delta“ (*D*) im Höhenwindfeld.

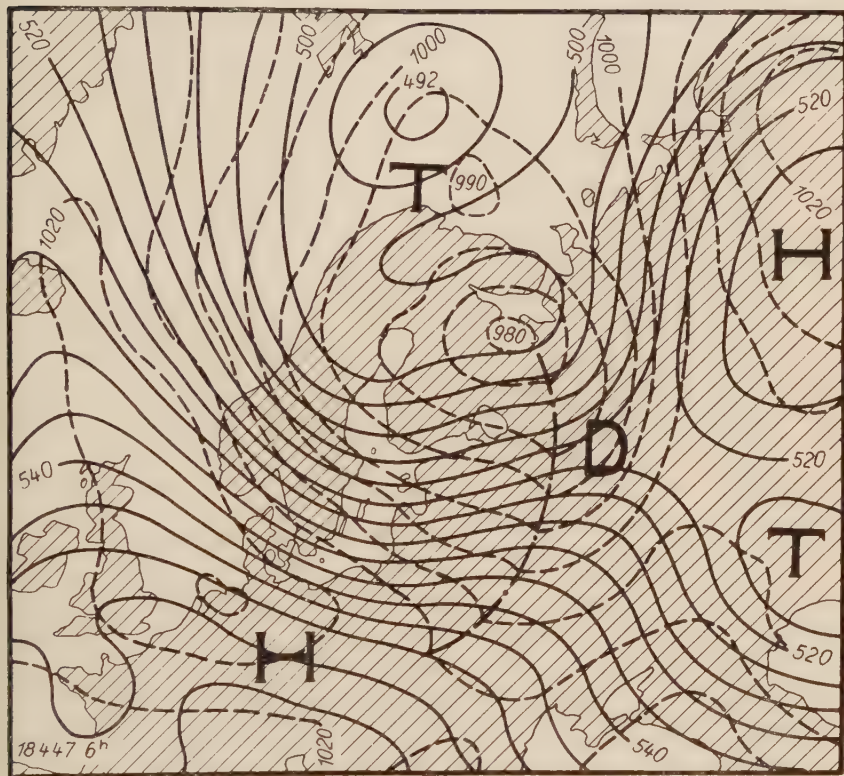


Abb. 8. Vollendete Deltazyklogenese am 18. April 1947, 6 Uhr. Symbole und Zahlen wie in Abb. 2 und Abb. 7.

Nach dem „barischen Windgesetz“ (Ziffer 5) ist mit diesem typischen Höhenwindfeld stets ein „Viererdrukfeld“ verbunden, in der oberen Troposphäre allerdings *überlagert* von einem großklimatischen, meist *polwärts* gerichteten Druckgefälle.

Es trägt zur Klarheit bei, wenn man die *Überlagerung* des Viererdrukfeldes über das Feld der *ungestörten* planetarischen Polarfront nach Abb. 9 folgendermaßen idealisiert:

Planetarisches Temperaturfeld: Zwei Breitenkreise (gestrichelte Geraden in Abb. 9, z. B. 50° und 65°) mögen die rund um die Erde laufende planetarische Frontalzone begrenzen. *Zwischen* ihnen herrscht ein *starkes*

polwärts gerichtetes, *sonst* überall nur geringes horizontales Temperaturgefälle. Abb. 11 zeigt den schematischen Vertikalschnitt durch die Feuchtisentropenflächen.

Planetarisches Druckfeld: Im Meeresniveau *keine* erheblichen Druckunterschiede, ebensowenig in *höherem* Niveau *außerhalb* der Frontalzone, aber *innerhalb* dieser (zwischen 50° und 65° Breite) in der *freien* Troposphäre ein *polwärts* gerichtetes horizontales Druckgefälle, aufwärts zunehmend. Die *Neigung der Isobarflächen* nimmt also aufwärts zu innerhalb der Frontalzone, wie Abb. 10 es schematisch im Meridianschnitt zeigt.

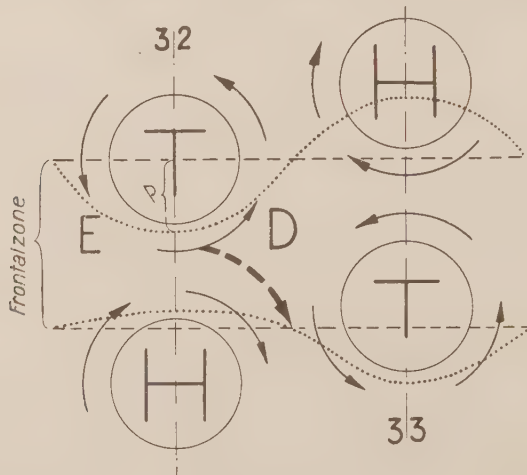


Abb. 9. Viererdruckfeld und Delta, schematisch. Gestrichelt: Grenzen (gleichzeitig Isobaren und Isothermen) der „ungestörten“ Frontalzone (in einem oberen Niveau). Punktiert: Grenzen (gleichzeitig Isobaren) der Frontalzone (in einem oberen Niveau) infolge Überlagerung des Viererdruckfeldes. Ausgezogene Pfeile: Gradientwinde des Viererdruckfeldes, welche sich dem ungestörten Frontalzonewind überlagern. Fett gestrichelter Pfeil: Einbruch der Kaltfront nach der Entstehung der Deltazyklone. Strichpunktiert: Spurlinien der Vertikalschnitte Abb. 20 und 21, und zwar 32 westlicher (Abb. 20) und 33 östlicher (Abb. 21) Vertikalschnitt. s Vorstoßstrecke der Kaltluft bei Entstehung des Viererdruckfeldes.

Planetarisches Windfeld: Nur *innerhalb* der Frontalzone (z. B. zwischen 50° und 65°) und auch hier nur in der *freien* Troposphäre *starker* (geostrophischer) *Westwind*, aufwärts zunehmend. Sonst überall schwachwindig oder windstill.

Überlagerung: Wenn man dieses ungestört-planetarische Feld mit einem *Viererdruckfeld* überlagert, so erscheint das letztere *unverzerzt* im Meeresniveau mit je zwei schachbrettartig angeordneten, geschlossenen Hoch- und Tiefdruckgebieten. Im *Meeresniveau* hat nämlich das planetarische Feld nur *unbedeutende* Druckunterschiede. Aber in einem *hohen* Niveau der Troposphäre (z. B. 7 km) *addiert* sich zum Viererdruckfeld das *planetarische* polwärts gerichtete Druckgefälle; dieses wird dadurch *verstärkt* zwischen dem nördlichen Tief und südlichen Hoch und *abgeschwächt* zwischen dem nördlichen Hoch und südlichen Tief. Im *hohen*

Niveau ergibt sich also ein Verlauf der *Isobaren*, wie er in Abb. 9 durch die beiden *punktierten* Linien angedeutet ist.

Nach dem „barischen Windgesetz“ müssen die Isobarlinien gleichzeitig *Stromlinien* sein (in der freien Atmosphäre). Wie man sieht, be-

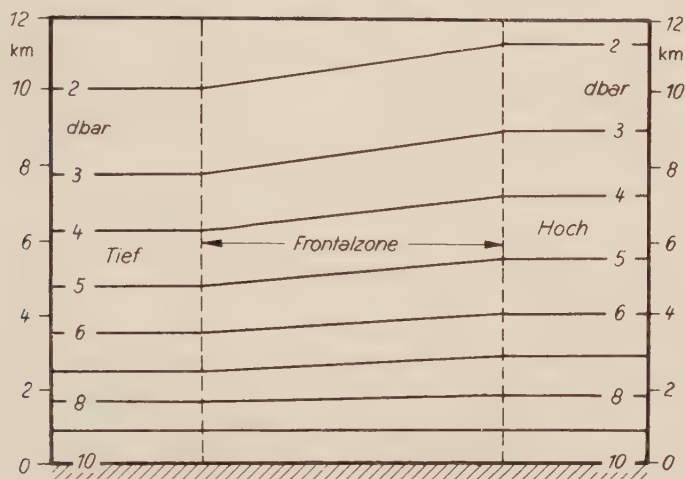


Abb. 10. Vertikalschnitt durch die Isobarflächen der Frontalzone, schematisch.

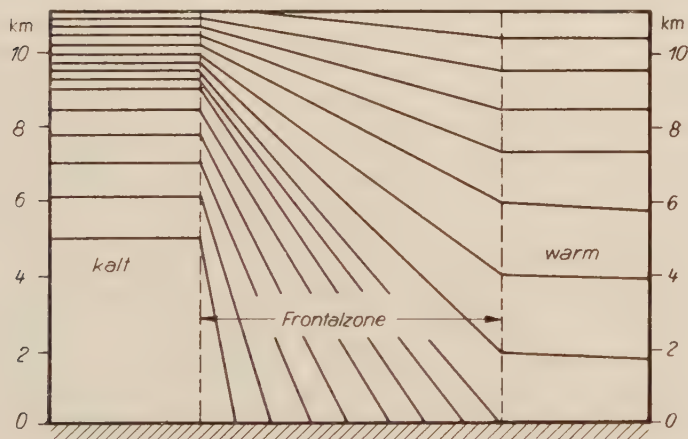


Abb. 11. Vertikalschnitt durch die Feuchtisentropenflächen der Frontalzone, schematisch.

deuten also das „Einzugsgebiet“ *E*, das „Delta“ *D* und der starke Strom zwischen *E* und *D* (in der oberen Troposphäre) eine *notwendige* Begleiterscheinung des „Viererdrukfeldes“. Man kann diese Relation auch umkehren: Das Viererdrukfeld ist eine notwendige Begleiterscheinung des „Deltas“.

Die meisten atmosphärischen Frontalzonen treten im Viererdruckfeld zwischen einem kalten Zentraltief und einem warmen Hoch auf mit einem deutlichen „Einzugsgebiet“ (E in Abb. 9) und „Delta“ (D in Abb. 9).

Anmerkung: Da südliche Winde (auf der Nordhalbkugel) wärmer sind als nördliche, ist das Viererdruckfeld im Meeresniveau meist etwas ostwärts verschoben gegenüber demjenigen der oberen Troposphäre. Dadurch wird gelegentlich seine Erkennung erschwert.

13. Frontalzyklonen entstehen sehr plötzlich in den Frontalzonen, nach V. BJERKNES [3] als „Welle“ zwischen E und D (Abb. 7), nach R. SCHERHAG [7] als Tiefdruckwirbel im Delta D. Beide Auffassungen sind berechtigt; wenn die BJERKNESsche „Welle“ mit dem Frontalzonenstrom ins „Delta“ hinein driftet (Abb. 7), entsteht hier plötzlich ein tiefes Druckminimum mit starkem zyklonalem Wirbel. In Abb. 8 sieht man dieses neue (in Abb. 7 noch nicht vorhandene) Minimum an der Südküste des Weißen Meeres.

Die Unterscheidung der „Frontalzyklonen“ von den „Zentralzyklonen“ ist durch das horizontale Temperaturfeld gegeben: Die letzteren haben ein zentralsymmetrisches, die ersteren ein unsymmetrisches Temperaturfeld; jene sind im Druckminimum am kältesten, diese haben eine warme und eine kalte Seite. Deshalb (nach der barometrischen Höhenformel) hat die Zentralzyklone nicht nur im Meeresniveau, sondern auch in jedem oberen Niveau der Troposphäre in sich geschlossene Isobarlinien, die Frontalzyklone dagegen nur in unteren Schichten (etwa unterhalb 4000 m), wie unsere Abb. 2 es zeigt.

Da die Frontalzyklonen in Frontalzonen, also am Rande der kalten Zentralzyklonen entstehen, hat man sie früher als „Randstörungen“ bezeichnet. Auch die Zyklone unserer Abb. 2 ist in diesem Sinne „Randstörung“; sie gehört zu einer Zentralzyklone, deren Kern etwa bei Island gelegen ist. Abb. 3 zeigt das zugehörige Viererdruckfeld; der eingezeichnete Pfeil bezeichnet die Bewegung der Frontalzyklone während 24 Stunden.

Um das typische Temperaturfeld der Frontalzyklone zu charakterisieren, geht man von ihrer Bewegungsrichtung (Drift) aus. Z. B. die Zyklone in Abb. 2 bewegt sich von Westen nach Osten (Pfeil in Abb. 3). Ungefähr senkrecht dazu liegt die „Troglinie“ des (horizontalen) Höhendruckfeldes (Mittellinie der südwärts vorgestreckten Tiefdruckzunge in Abb. 2). Als „Vorderseite“ der Frontalzyklone bezeichnen wir denjenigen Teil, der sich bei ihrer Bewegung vor der „Troglinie“ (in Abb. 2 östlich davon) befindet, als „Rückseite“ denjenigen Teil, der hinter (westlich) der „Troglinie“ nachfolgt. Das Temperaturfeld der Frontalzyklone unterliegt nun zwei bestimmenden Einflüssen: Erstens hat sie bei ihrer Bewegung (Pfeil in Abb. 3), ganz großräumig betrachtet, die weiträumige Kaltluft der Zentralzyklone zur Linken, das warme Hoch zur Rechten (auf der Nordhalbkugel). Zweitens aber bringt ihr eigenes zyklonales Stromfeld (Abb. 2) auf der Vorderseite warme Luft polwärts, auf der Rückseite kalte Luft äquatorwärts (genauer gesagt, senkrecht zur

Zyklonenbewegung), so daß die *Rückseite* bedeutend *kälter* ist als die *Vorderseite*. Mitten durch die Frontalzyklone läuft dann die „Front“, die Grenzlinie (am Erdboden) zwischen Kaltluft und Warmluft, auf der *Vorderseite* als (nordostwärts ausgebauchte) „Warmfront“, auf der *Rückseite* und im Trog selbst als (südostwärts ausgebauchte) „Kaltfront“ (in Abb. 2 und 3 nicht eingezeichnet, aber in Abb. 13 schematisch dargestellt).

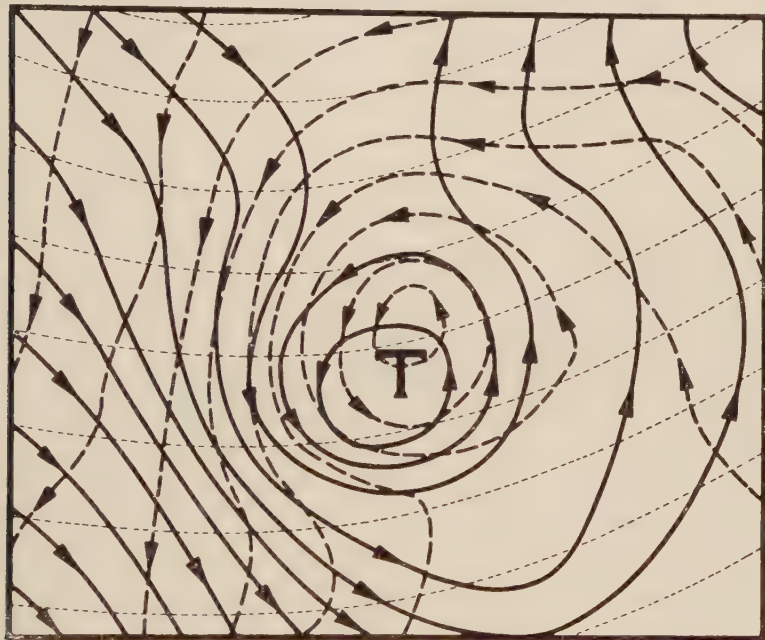


Abb. 12. Fast stationäres Stromfeld der Frontalzyklone Abb. 2, dargestellt im mitdriftenden Koordinatensystem (Drift nach *ENE* 35 km/h). Dünn gestrichelt: Driftstromlinien der Drift des Koordinatensystems. Dick ausgezogen: Stromlinien etwa im 5000 m-Niveau. Dick gestrichelt: Stromlinien etwa im 1000 m-Niveau.

Frontalzyklonen entstehen plötzlich am warmen Rande einer kalten Zentralzyklone (als „Randstörung“) im Delta eines Viererdruckfeldes. Ihr Temperaturfeld ist daher wesentlich unsymmetrisch.

14. Stoffwechsel. Früher stellte man sich die bewegte Frontalzyklone als „driftenden Wirbel“ vor in der Meinung, daß die wirbelnde Masse dauernd in der Zyklone *bleibt* und lediglich mit ihr driftet. Die neueren *aerologischen* Beobachtungen beweisen aber, daß diese Deutung *nicht* hinreicht. Abb. 12 zeigt die Stromlinien der in Abb. 2 dargestellten Zyklone in einem solchen „mitdriftenden“ Koordinatensystem, in welchem die Zyklone selbst (das Tiefdruckgebiet) unbewegt (stationär) ist („Relativstromfeld“). Die ostwärts laufende „Drift“ des Koordinatensystems ist hier, wie eine wirkliche Strömung, mit dünn gestrichelten Driftstromlinien dargestellt. Das „Relativstromfeld“ Abb. 12 ist also nahezu

stationär. Aber die meisten dieser stationären Stromlinien laufen *nicht* rings um den Zyklonenkern, sondern umrunden ihn nur *halb*: Wenn man in die Driftrichtung schaut (ostwärts in Abb. 12), umrunden die *unteren* Massen auf der *linken*, die *oberen* auf der *rechten* Seite (Nordhalbkugel). Bei *ostwärts* gerichteter Bewegung der Frontalzyklone fließen *oberhalb* 4000 m neue Luftmassen *von Nordwesten* her in die „Rückseite“ hinein, werden dort zyklonal verwirbelt und fließen nach einer halben Runde *nordostwärts* aus der „Vorderseite“ entwirbelt heraus (ausgezogene Stromlinien in Abb. 12). *Unterhalb* 2000 m dagegen fließen die Massen (zwischen den gestrichelten Stromlinien der Abb. 12) *von Südosten* her in die „Vorder-

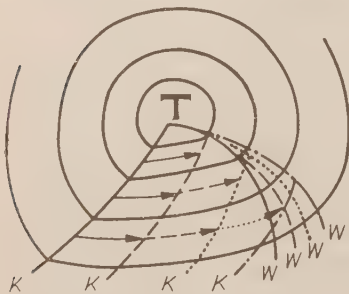


Abb. 13. Das „Okkludieren“ der Fronten, schematisch. *K* Kaltfront, *W* Warmfront. Ausgezogen: Isobaren im Meeresniveau und anfängliche Frontlage relativ zur Zyklone. Gestrichelt: Fronten 6 Stunden darauf. Punktiert: Wiederum 6 Stunden später. Strichpunktirt: Nochmals 6 Stunden später. Pfeile: Bewegung der Fronten relativ zur Zyklone.

seite“ und nach einer halben Runde *südwestwärts* aus der „Rückseite“ heraus (auf der Nordhalbkugel bei *ostwärts* gerichteter Bewegung der Zyklone) [10].

Die Frontalzyklone hat einen Stoffwechsel wie ein lebendes Wesen; wenn man sie nur als „rotierende Masse“ denkt (wie einen Wasserwirbel in schnell strömenden Flüssen), macht man sich ein falsches Bild.

15. Lebensgeschichte. Wie ein lebendes Wesen hat die Frontalzyklone auch eine „Lebensdauer“ und eine typische „Lebensgeschichte“: Diese beginnt mit ihrer Geburt im Delta der Frontalzone. Weiterhin „okkludiert“ die Zyklone, d. h. sie füllt sich mehr und mehr mit Kaltluft (in der Troposphäre). Das anfänglich *unsymmetrische* Temperaturfeld wird dabei immer *symmetrischer*; die

Isobarlinien eines *hohen* Niveaus (z. B. 5000 m), welche anfänglich eine *offene* Wellenform haben (Abb. 2, 6 und 9), *schließen* sich allmählich um einen Kern. Dabei *senkt* sich die Tropopause trichterförmig über dem Tiefdruckgebiet. Am Ende wird entweder eine „Zentralzyklone“ daraus oder die Zyklone stirbt ab. Meist vereinigt sie sich dabei mit der schon *ursprünglich vorhandenen* kalten Zentralzyklone des Viererdruckfeldes, indem sie diese entweder ernährt oder sich an deren Stelle setzt.

In der *Bodenwetterkarte* kann man natürlich *nicht* sehen, daß die Frontalzyklone sich in *allen* (auch *oberen*) Schichten der Troposphäre mit kalter Polarluft füllt. Am *Erboden* fällt vor allem die Bewegung und Umgestaltung der „Fronten“ auf: Schon in der Frontalzone bildet die Front meistens eine schwache Welle; wenn diese Welle ins Delta hineindriftet, „bricht“ die „Kaltfront“ auf der „Rückseite“ plötzlich ins warme Gebiet (meist südostwärts) ein und auch die Warmfront auf der „Vorderseite“ verkrümmt sich so, daß zwischen diesen beiden ein „warmer Sektor“ entsteht wie eine Warmluftzunge, die in die Polarluft hineinragt (Abb. 13). Das „Okkludieren“ (die fortschreitende Kaltluftfüllung)

zeigt sich in der *Bodenwetterkarte* dadurch an, daß der „Warmsektor“ immer *schmäler* wird (Abb. 13), bis schließlich die „Kaltfront“ und „Warmfront“ innerhalb der Frontalzyklone zusammenfallen und dort eine gemeinsame „Okklusionsfront“ bilden. Solange *keine* Höhenwetterkarten verfügbar waren, glaubte man, daß die Kaltluft sich *nur in unteren* Schichten ausbreitet (vermöge ihrer Schwere) und daß sie gleichzeitig aus der *oberen* Zyklone *verschwindet*, doch zeigen die neuen *Höhenwetterkarten* das Gegenteil.

Frontalzyklonen „*okkludieren*“ (*richtiger gesagt, sie altern*), indem sie sich bis zur Tropopause mit Kaltluft füllen, nicht aber (oder nur sehr selten) durch herabsinkende Ausbreitung der Kaltluft am Boden.

III. Das Problem des Rotors ohne Reibung.

Da der zyklonale „Rotor“ das *wesentliche* Kennzeichen der Zyklone ist, bezieht sich das *wichtigste* zyklogenetische Problem auf die *Entstehung und Veränderung des Rotors im horizontalen Stromfeld*.

16. Zirkulation und Rotor (kinematisch). Wir wählen in der Atmosphäre irgend eine *horizontale* in sich geschlossene Linie s (einfach zusammenhängend), z. B. eine Kreislinie, teilen sie in zahlreiche kleine „Linielemente“ ds und multiplizieren jedes Element ds mit der dort herrschenden *tangentialen* Geschwindigkeitskomponente v_s (zyklonal positiv gerechnet). Die Summe aller dieser Produkte $v_s \cdot ds$ heißt die „Zirkulation“ Z der Linie s . Die von der Linie s umschlossene *horizontale* Fläche nennen wir F . Dann gilt dafür der „Stokessche Integralsatz“ in der Form:

$$Z = \oint v_s \cdot ds = F \cdot \lambda, \quad (2)$$

wobei

$$\lambda = \frac{1}{F} \cdot \int^F \text{rot}_z v \cdot dF \quad (3)$$

den Mittelwert des $\text{rot}_z v$ in der Fläche F bedeutet.

Die Zirkulation Z einer geschlossenen horizontalen Linie s ist gleich dem Produkt der umschlossenen Fläche F mit dem Mittelwert λ der Vertikal-komponente ihres Rotors.

17. Zirkulationstheorem (dynamisch). Wir denken uns, daß die geschlossene Linie s mit der Strömung schwimmt, und daß ihre Elemente ds dauernd aus denselben Luftteilchen bestehen. Dann gilt (ohne Reibung) für diese *horizontale* „flüssige Linie“ das bekannte „Zirkulationstheorem“ von V. BJERKNES [12] in folgender Form [8, S. 67]:

$$Z_2 - Z_1 = -l \cdot (F_2 - F_1). \quad (4)$$

Dabei meint der Index 1 den Zustand zur Zeit t_1 , der Index 2 denjenigen zur Zeit t_2 . Setzt man Gl. (2) in (4) ein, so erhält man

$$\lambda_2 \cdot F_2 - \lambda_1 \cdot F_1 = -l \cdot (F_2 - F_1). \quad (5)$$

Nach Kürzung durch F_2 und Einführung der „Flächendehnung“ δ

$$\delta = \frac{F_2 - F_1}{F_2} \quad (6)$$

ergibt sich aus Gl. (5):

$$\lambda_2 - \lambda_1 = -\delta \cdot (l + \lambda_1). \quad (7)$$

Diese Gl. (7) stellt das „Zirkulationstheorem“ von V. BJERKNES in einer für die Zyklonentheorie praktischen Spezialform dar. Ihre Größen λ und δ sind nämlich in den Wetterkarten erkennbar, während die Zirkulation Z schwerer zu bestimmen ist und die Änderung einer flüssigen Linie meist nicht genau genug über längere Zeit (6 Stunden) verfolgt werden kann. Allerdings ist auch in Gl. (7) zu beachten, daß $\lambda_2 - \lambda_1$ *nicht* die „lokale“ Änderung des Rotors an einem bestimmten Ort des Stromfeldes meint, sondern die „individuelle“ Rotoränderung einer bestimmten strömenden *Masse*. λ_2 kann also auch in stationären Stromfeldern von λ_1 verschieden sein. Da ein *positiver* Wert λ *zyklonalen* Rotor bedeutet, besagt die Gl. (7):

Der zyklonale Rotor vermehrt sich (ohne Reibung) nur in horizontal schrumpfenden Massen.

Dabei ist mit „schrumpfen“ eine *Flächenschrumpfung* (Schrumpfung der flüssigen Fläche) gemeint, *nicht eine lineare* Schrumpfung.

18. Nebeneffekte. Gl. (4) und deshalb auch Gl. (7) gelten streng nur für den Fall, daß die horizontale „flüssige Linie“ *keine* „Solenoid“ umschließt, d. h. in der Horizontalen dürfen die Linien gleicher Dichte (bzw. gleicher Temperatur) sich *nicht* mit den Isobarlinien schneiden. Weitere Voraussetzungen bestehen darin, daß die flüssige Linie während der ganzen Zeit t_1 bis t_2 (6 Stunden) hinreichend horizontal *bleibt* und auch nicht nach wesentlich anderer Breite verschoben wird ($l_2 = l_1 = l$).

Wenn man diese drei Voraussetzungen *nicht* anerkennt, ergibt sich statt Gl. (7) folgende, für $A_2 - A_1 \leq 6$ Stunden gültige Näherungsgleichung:

$$\lambda_2 - \lambda_1 = -(\delta - \varepsilon) \cdot (l_1 + \lambda_1) + l_1 - l_2 + v_x \cdot \text{rot}_x v_1 + v_y \cdot \text{rot}_y v_1. \quad (8)$$

Dabei bedeutet ε die „Solenoidwirkung“:

$$\varepsilon = \int_{t_1}^{t_2} \frac{N}{F \cdot (l + \lambda)} \cdot dt, \quad (9)$$

in welcher N die Zahl der von der flüssigen Linie umschlossenen „Solenoid“ ist, d. h. der aus den Flächen gleichen Druckes und denen gleichen spezifischen Volumens gebildeten Röhren. Die „Solenoidwirkung“ ε hat aber *nur in Kaltfronten* zyklongenetische Bedeutung und darf sonst gegen δ vernachlässigt werden (im Zeitraum $t_2 - t_1 \leq 6$ Stunden).

Die Gln. (8) und (9) werden vom Verfasser in einem demnächst erscheinenden Buch „Dynamik der Zyklonen [10] ausführlich abgeleitet und besprochen. Es ergibt sich dabei, daß meistens *weder* die „Solenoid-

wirkung“ ε noch die Breitenänderungsgröße $l_1 - l_2$ wesentlich für die Zyklogenese sind, desgleichen die beiden letzten Glieder der Gl. (8), deren Bedeutung hier kurz erläutert sei: Sie beziehen sich darauf, daß die flüssige Fläche F während der Zeit t_1 bis t_2 ihre horizontale Lage einbüßen kann. v_x und v_y bedeuten ihre Drehung (Drehwinkel) um eine horizontale Achse, und zwar ist v_x der Neigungswinkel gegen die x -Achse, v_y derjenige gegen die y -Achse, den die anfänglich horizontale Fläche F im Laufe der Zeit $t_2 - t_1$ (6 Stunden) gewinnt. $\text{rot}_x v$ und $\text{rot}_y v$ sind die entsprechenden Komponenten des vektoriellen Rotors. Wenn die x -Achse senkrecht zur Frontalzone liegt (äquatorwärts positiv), ist in den Frontalzone

$$\text{rot}_x v \sim -10^{-2} \text{ sec}^{-1}.$$

Wenn nun in einer westöstlichen Frontalzone ihr Nordrand 1 km aufsteigt und 1000 km weiter südlich ihr Südrand 1 km herabsinkt, ist $v_x = 2 \cdot 10^{-3}$. Dann ist also $v_x \cdot \text{rot}_x v \sim 2 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$, d. h. etwa ein Fünftel so groß wie das normale λ in Zyklonen. Dieser zyklogenetische Vorgang muß gelegentlich mit beachtet werden [10]. Doch werden wir im folgenden nur solche Probleme behandeln, in welchen ε und die vier letzten Glieder der Gl. (8) unwesentliche Korrekturgrößen sind (bei großen Flächen F im Laufe der Zeit $t_2 - t_1 \leq 6$ Stunden), so daß wir der Einfachheit halber die Gl. (7) gebrauchen und mangels Raum dem Leser die Abschätzung der in Gl. (8) angegebenen Korrekturgrößen überlassen.

Im horizontalen Stromfeld treten außer der Flächenschrumpfung noch rotorändernde Nebenwirkungen auf, erstens durch geneigte Solenoide, zweitens durch Breitenänderung, drittens durch vertikale Drehung der strömenden Masse. Doch sind diese Nebenwirkungen meist nicht entscheidend für die Zyklogenese.

19. FERRELS Konvektionszyklone (Abb. 14). Die Gl. (7) gestattet ein einfaches Modell der Zyklonentstehung, welches bereits 1889 von W. FERREL [1] angegeben ist: Anfangszustand sei eine windstille Atmosphäre mit horizontalen Isobarflächen und horizontalen Isothermenflächen. Darin werde ein Gebiet mit kreisförmiger Grundfläche (vom Boden her) erwärmt. In diesem Kreisgebiet wölben sich dadurch (statisch) die Isobarflächen aufwärts (Hochdruckgebiet), und zwar um so stärker, je höher sie liegen. Der horizontale Druckgradient bewirkt dann (dynamisch) vorwiegend in der Höhe ein beschleunigtes Abfließen der (anfänglich ruhenden) Luft aus dem kreisförmigen Gebiet nach außen. Dadurch vermindert sich die Luftmasse, die über dem geheizten Kreisgebiet liegt; d. h. am Boden fällt jetzt der Druck (statisch). Das so entstandene Druckfeld (Abb. 14) ist also (im Kreisgebiet) unten ein Tief, oben ein Hoch; wenn die Troposphäre in einem beschränkten Gebiet (durch Konvektion) erwärmt wird, so ergibt sich in der unteren Troposphäre ein Tiefdruckgebiet, in der oberen (über dem Tief) ein Hochdruckgebiet. Gleichzeitig entsteht unten (Abb. 14a) ein zyklonaler, oben (Abb. 14c) ein antizyklonaler Strömungsrotor λ_2 nach Gl. (7), weil jede horizontale flüssige Linie,

die das Heizzentrum umschließt, in unteren Schichten (Abb. 14a) *schrumpft* und in oberen Schichten (Abb. 14c) *gedehnt* wird. Durch die Erdrotation wird nämlich die *unten* hineinfließende Luft in *zyklonale*, die *oben* herausfließende in *antizyklonale* Bahnen abgelenkt (Abb. 14). Allmählich findet dieses System bei fortgesetzter Heizung (annähernd) sein „geostrophisches“ Gleichgewicht, wobei in Bodennähe die *Reibung* noch mitspricht.

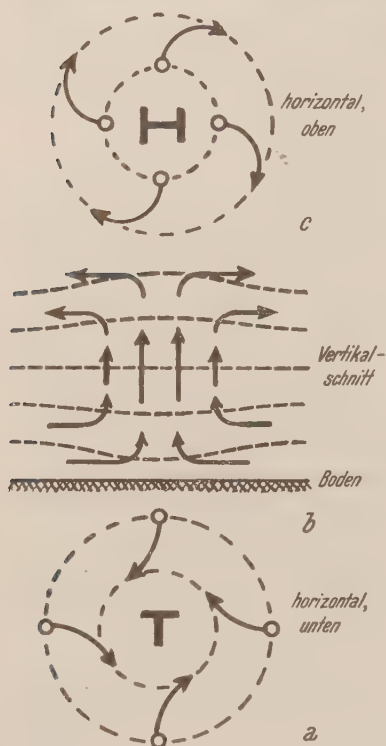


Abb. 14. FERRELS Konvektionszyklone. Pfeile: Luftbewegung bei der Entstehung der Zyklone. Gestrichelt: Isobaren nach der Entstehung der Zyklone. a Horizontalschnitt etwa im 2000-m-Niveau. b Horizontalschnitt etwa im 7000-m-Niveau. c Vertikalschnitt.

Selbstverständlich kommen solche „Ferrel'schen“ Zyklonen in der Atmosphäre vor. Ein sehr *weiträumiges* Beispiel ist die indische „Monsunzyklone“, die im Sommer über dem indischen Festland entsteht, weil hier die nordwärts davon gelegenen hohen Gebirge eine Abkühlung durch Polarluftzustrom *verhindern* [9]. Daß es sich hier (in Indien) um eine „Ferrel'sche“ Zyklone handelt, erkennt man an der darüber (oberhalb 6 km) liegenden Antizyklone. Ein relativ *kleinräumiges* Beispiel ist das Strömungssystem eines *Wärmegewitters* in gemäßigten oder subtropischen Breiten. Charakteristischerweise bedürfen aber *großräumige* Zyklonen des FERREL-Typs einer *sehr intensiven* Heizung, welche auf unserer Erde *nur* in tropischen und subtropischen Breiten vorkommt und auch hier unwirksam ist, wenn kalte Polarluftmassen ungehindert einströmen können. Deshalb gibt es *kein* zweites gleich stark entwickeltes *weiträumiges* Beispiel neben der indischen Monsunzyklone und auch diese hat nur ein *schwaches* Druck-

minimum von etwa 5 bis 10 mb (im Meeresniveau). Aber in *kleinen* Dimensionen kann die Verdampfungswärme, welche bei *Wolkenbildung* (plötzlich) frei wird, eine hinreichend starke Heizung auf verhältnismäßig *kleinem* Gebiet (Wärmegewitter) bewirken [10]. Daß die kräftigen „Frontalzyklonen“ (Druckminima 10 bis 50 mb, Durchmesser 1000 bis 2000 km), die das Wetter der gemäßigten Breiten entscheidend beeinflussen, *keine* Ferrel'schen Zyklonen sind, wird dadurch bewiesen, daß sie *keine* Antizyklone über sich haben, jedenfalls nicht in der Troposphäre.

Das Ferrel'sche Modell ist also keine Lösung des zyklogenetischen Problems gemäßiger Breiten.

20. Das zyklogenetische „Hauptproblem“ bezieht sich auf die Entstehung solcher Zyklogen, die vom Meeresniveau bis in die Substratosphäre reichen. Das „barische Windgesetz“ (Z. 5) fordert, daß sich mit dem zyklonalen Rotor ein Druckminimum bildet. Dieses letztere kann aber (nach der statischen Grundgleichung) nur dann entstehen, wenn Luft nach den Seiten abfließt. D. h. in irgend einem Niveau der Atmosphäre müssen die horizontalen flüssigen Linien sich dehnen (Flächendehnung), damit ein Tiefdruckgebiet (statisch) entsteht. Diese Dehnung δ ist aber (dynamisch) nach Gl. (7) mit der Entstehung eines antizyklonalen Rotors und die letztere nach dem „barischen Windgesetz“ mit einem Druckmaximum verbunden (in der horizontal gedehnten Schicht).

Das „Hauptproblem“ ist also folgendes: Wenn in unteren Schichten eine Zyklone (d. h. ein Tiefdruckgebiet mit zyklonalem Rotor) entstehen soll, so muß nach Gl. (7) darüber gleichzeitig eine Antizyklone (Hochdruckgebiet) entstehen (sofern das „barische Windgesetz“ auch nur in grober Näherung erfüllt ist). Diese obere Antizyklone muß dann mindestens ebenso mächtige Schichten umfassen wie die untere Zyklone, weil bei der Entstehung dieses Systems oben mehr Luft nach außen als unten nach innen fließen muß (sonst ergibt sich statisch kein Druckminimum im Meeresniveau). D. h. das Grenzniveau zwischen der unteren Zyklone und der oberen Antizyklone darf keinesfalls oberhalb der Tropopause liegen. Die Beobachtungen zeigen aber bis weit über das Tropopausenniveau keine Antizyklone über der Frontalzyklone. Dagegen zeigen sie stets eine (annähernde) Erfüllung des „barischen Windgesetzes“. Wie kann dieser Widerspruch gelöst werden?

Hierfür gibt es drei Möglichkeiten: Die erste (radikale) Lösung besteht darin, daß die Gl. (7) nicht gilt, daß also ein zyklonaler Rotor auch ohne horizontale Schrumpfung entsteht. Daher müssen wir nachforschen, ob in Gl. (7) außer den in Z. 18 besprochenen Korrekturgrößen noch ein anderer, wesentlich wirksamer Vorgang unberücksichtigt geblieben ist. In der Tat vernachlässigen die Gln. (7) und (8) die Reibung am Erdboden und den Austausch innerhalb der Atmosphäre. Reibung und Austausch müssen also in die Theorie mit eingebaut werden.

Die zweite (weniger radikale) Lösung besteht darin, daß der windstille Anfangszustand nicht zutrifft. Unter Z. 13 wurde bereits erwähnt, daß Frontalzonen entstehen, welche nach Z. 9 und 10 bereits einen zyklonalen Scherungsrotor besitzen. Demnach wäre zu zeigen, daß bei der Entstehung einer Frontalzyklone der (in der Frontalzone vorhandene) zyklonale „Scherungsrotor“ ohne Reibung in einen zyklonalen „Krümmungsrotor“ umgewandelt wird („Wellentyp“ [21]). Aber diese zweite Lösung verschiebt nur das Rotorentstehungsproblem zurück in die Entstehung der Frontalzone, wo wiederum dasselbe „Hauptproblem“ auftritt und dann nur durch Reibung und Austausch zu lösen ist [10].

Die dritte (reibungslöse) Lösung finden wir in Abb. 12 angedeutet: Auf der „Vorderseite“ (Ostseite) dieser Zyklone konvergieren die unteren

(gestrichelten) Stromlinien. Da hier im allgemeinen *aufsteigende* Luftbewegung beobachtet wird (Aufgleiten), dürfen wir annehmen, daß *unten* horizontale *Konvergenz*, *oben* horizontale *Divergenz* herrscht. Die *Vorderseite* der Frontalzyklone entspricht also dem FERRELSchen Modell (Abb. 14). Ihre *Rückseite* hat die entgegengesetzte Vertikalzirkulation: *oben* *Konvergenz*, *unten* *Divergenz*, dazwischen *herabsinkende* Massen. Auch das Druckfeld zeigt eine entsprechende Tendenz des Druckminimums: *oben* nach der *Rückseite*, *unten* nach der *Vorderseite*. Die Frontalzyklone erhält sich also trotz ihres „Stoffwechsels“ (Z. 14) dadurch, daß unten auf der Vorderseite und oben auf der Rückseite

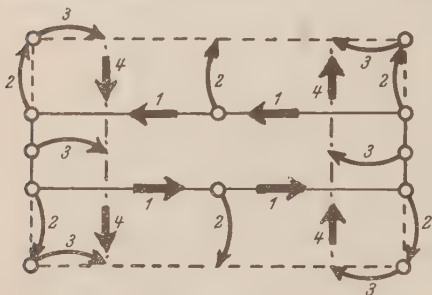


Abb. 15. Umwandlung des Rotors durch Deformation. Zeichenebene horizontal. Ausgezogen: Flüssige Rechtecklinie zu Anfang. Gestrichelt: Flüssige Rechtecklinie nach frontsenkrechter Dehnung. Strichpunktirt: Flüssige Rechtecklinie nach frontparalleler Schrumpfung. Pfeile: 1 anfängliche frontparallele Scherung, 2 frontsenkrechte Dehnung, 3 frontparallele Schrumpfung, 4 schließliche frontsenkrechte Scherung.

gemäß vorhandene Bedeutung der letzteren macht es aber nötig, daneben die erste und zweite Lösung zu beachten. Diese beiden Lösungen werden uns nachstehend interessieren.

Das *zyklogenetische Hauptproblem* bezieht sich auf die *gemeinsame Entstehung des Druckminimums und Wirbels ohne Verletzung des barischen Windgesetzes und gestattet nicht die Vernachlässigung der Reibungs- und Austausch effekte*.

21. Umwandlung der „Scherung“ in „Krümmung“ (Abb. 15). Da wir zunächst bei den *reibungslos* lösbaren Problemen bleiben wollen, untersuchen wir jetzt die „zweite Lösung“ und denken uns als Anfangszustand eine „Front“ mit zyklonaler Scherung, beispielsweise eine westöstlich verlaufende Frontlinie; nördlich davon 20 m/sec Ostwind, südlich davon 20 m/sec Westwind (Pfeile 1 in Abb. 15). Wir wählen eine rechteckförmige horizontale „flüssige Linie“ (in Abb. 15 ausgezogen) so aus, daß von den beiden *langen* Rechteckseiten (je 1000 km lang) die eine 100 km *südlich* der Front (parallel zu dieser), die andere 100 km *nördlich* von ihr gelegen ist. Die beiden kurzen Rechteckseiten (je 200 km lang) *schneiden* also die Front. Wenn wir dann das flüssige

ein zyklonaler Rotor (durch horizontale Schrumpfung) entsteht. Der letztere driftet mit dem *oberen* Wind *schneller* ostwärts als der erstere, so daß beide *übereinander* geraten. Dagegen driften die beiden (nach Abb. 14 zugehörigen) Antizyklonen *oben* ostwärts und *unten* westwärts aus der Zyklone heraus („Vertikalzirkulationstyp“ [21]).

Diese „dritte Lösung“ ist zweifellos auch bei der *Entstehung* der Frontalzyklonen bedeutsam (nicht nur bei ihrer Erhaltung). Demnach müßten Frontalzyklonen auch *ohne* Delta und Viererdruckfeld (Z. 12) entstehen können. Die *erfahrungsgemäß*

Rechteck in nordsüdlicher Richtung *dehnen* (Pfeile 2 in Abb. 15), so daß die beiden *kurzen* Rechteckseiten von 200 km Länge auf 600 km Länge gedehnt werden (die beiden langen Seiten gehen dabei in die gestrichelte Lage über), so *verschwindet* dabei nach Gl. (7) die zyklonale Scherung der *westöstlichen* Winde praktisch vollständig. Wenn wir *außerdem* (nachher oder gleichzeitig) das flüssige Rechteck in westöstlicher Richtung *schrumpfen* lassen (Pfeile 3 in Abb. 15) derart, daß die anfänglich *längeren* Rechteckseiten von 1000 km Länge auf 600 km Länge schrumpfen (die

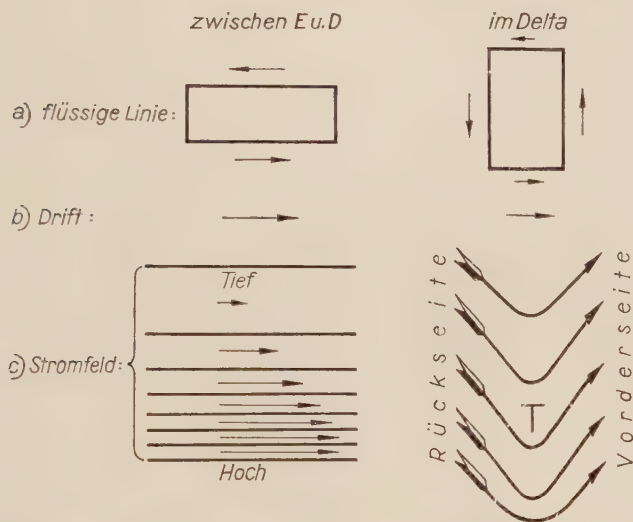


Abb. 16. Deltazyklogense durch Deformation. Zeichenebene horizontal, obere Troposphäre.
a Rotor-Umwandlung durch Deformation der flüssigen Linie; *b* Drift dieser flüssigen Linie;
c Stromfelder, durch Überlagerung des Rotors *a* über die Drift *b* entstanden; links jeweils innerhalb der Frontalzone (an deren kaltem Rand); rechts im Delta (ebenfalls am kalten Rand).

anfänglich kürzeren gehen dabei in die strichpunktierte Lage über), so entsteht durch diese Schrumpfung nach Gl. (7) ein *zyklonaler* Rotor und zwar jetzt *nicht* eine Scherung *westöstlicher*, sondern eine solche *nordsüdlicher* Winde (Pfeile 4 in Abb. 15), auf der *östlichen* Rechteckseite *Südwind*, auf der *westlichen* *Nordwind*, und zwar beide in der Größenordnung 20 m/sec (nach Gl. (7), wenn $l \sim 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ beträgt).

Denken wir uns nun diesen Vorgang *überlagert* mit einer allgemeinen *ostwärts* fließenden „Drift“ (der Frontalzone), also eine anfänglich *west-östlich* scherende Front, die, *ostwärts* driftend, dabei eine *frontsenkrechte* *Dehnung* und *frontparallele Schrumpfung* erleidet, so wird aus dem anfänglich zyklonalen „Scherungsrotor“ (Pfeile 1 in Abb. 15) ein zyklonaler „Krümmungsrotor“ (Pfeile 4 in Abb. 15), denn die schließlich sich ergebende Scherung *senkrecht* zur *Drift* bedeutet ja (nach unserer in Z. 8 gegebenen Definition) *Krümmung* der Stromlinien.

Im horizontalen Stromfeld bewirken lineare Dehnung senkrecht und lineare Schrumpfung parallel zur Drift die Umwandlung eines (anfänglich vorhandenen) zyklonalen Scherungsrotors in einen zyklonalen Krümmungsrotor. Die Rotorstärke ändert sich dabei nicht, wenn keine Flächendehnung oder -schrumpfung damit verbunden ist.

22. Delta-Deformation. Diese Umwandlung der „Scherung“ in „Krümmung“ wird in Frontalzonen oft beobachtet: Fronthaft scherende Luftmassen fließen aus der Frontalzone ins „Delta“ (*D* in Abb. 7 und 9) hinein und erleiden hier eine *frontsenkrechte Dehnung* und *frontparallele Schrumpfung*; dadurch entstehen die zyklonal gekrümmten Stromlinien, welche nach dem „barischen Windgesetz“ in der Gegend ihres Krümmungsmittelpunktes ein Druckminimum (sei es auch nur eine „Troglinie“, wie Z. 13 beschrieben) verlangen. Die Abb. 16 stellt diese Delta-deformation schematisch dar: *a* die flüssige Linie mit ihrem Rotor, *b* die „Drift“ und *c* das Stromfeld als Überlagerung des Rotors über die Drift, links jeweils in der Frontalzone (am kalten Rand) zwischen *E* und *D*, rechts im Delta nach der Deformation.

Die *frontsenkrechte Dehnung* vermindert nun auch das fronthafte horizontale Temperaturgefälle. Andererseits vermehrt die *frontparallele Schrumpfung* ein etwa vorhandenes *frontparalleles* Temperaturgefälle, d. h. sie erzeugt eine neue Temperaturfront, welche senkrecht zur Frontalzone orientiert ist. Wenn die Frontalzone westöstlich liegt, so bewirkt also die nordsüdliche Dehnung im Delta eine Auflösung aller hineindriftenden westöstlichen Fronten. Statt dessen entstehen aber nordsüdliche Fronten durch die westöstliche Schrumpfung. Dieser Vorgang begünstigt die Entstehung des „warmen Sektors“ und seine „Okklusion“ (Z. 15, Abb. 13).

Im horizontalen Stromfeld des Deltas erleiden die hineinfließenden Massen der Frontalzone eine lineare Dehnung senkrecht und lineare Schrumpfung parallel zum Frontalzonengstrom. Dadurch entsteht hier plötzlich ein zyklonaler Kreiswirbel aus der zyklonalen Scherung der Frontalzone.

IV. Druckminimum.

23. Die Entstehung des Druckminimums im Delta beruht auf einer Anpassung des Druckfeldes an das Stromfeld entsprechend dem barischen Windgesetz (Z. 5). Durch die Deltaformation entsteht direkt nur der zyklonale Kreiswirbel. Wenn das geostrophisch zugehörige Tiefdruckgebiet nicht schon gleichzeitig entsteht, wird die strömende Luft durch die Erdrotation nach rechts abgelenkt (auf der Nordhalbkugel), d. h. sie wird im Wirbel nach außen getrieben. Dadurch vermindert sich die Luftmasse, die über der Flächeneinheit lastet; so wird nachträglich das Tiefdruckgebiet geboren. Dieser Mechanismus arbeitet also ähnlich wie eine Zentrifugalpumpe; die Tropopause wird als Trichter herabgesaugt, genauer gesagt, als trogförmige Vertiefung; erfahrungsgemäß sieht die Topographie der Tropopause in Frontalzyklonen ebenso aus wie die Topographie der 500 mb-Fläche.

Das Druckminimum entsteht (mit dem Kreiswirbel) im Delta dadurch, daß die Ablenkungskraft der Erdrotation die wirbelnden Massen nach außen drängt. Dadurch vermindert sich die über der horizontalen Flächeneinheit lastende Masse und senkt sich die Tropopause und Stratosphäre.

Diese von E. PALMÉN [6] eingeführte Vorstellung, daß das Druckfeld der Zyklone aus ihrem Stromfeld (durch „Saugwirkung“) entsteht, mag zunächst ungewohnt erscheinen. Deshalb wollen wir ihre Berechtigung durch zwei Gedankenexperimente erweisen:

24. Druckfeld und Stromfeld sind im Gleichgewichtsfalle durch das „barische Windgesetz“ voneinander abhängig (Z. 5). Da die Beobachtungen nur immer dieses (großräumige) Gleichgewicht aufzeigen (die Abweichungen davon sind großräumig so klein, daß sie der Beobachtung entgehen), kann man nicht beobachten, ob bei der Entstehung einer Zyklone das Stromfeld einen zeitlichen Vorsprung vor dem Druckfeld hat (wie E. PALMÉN behauptet) oder umgekehrt. Wir können aber hierzu zwei klärende Gedankenexperimente anstellen:

Gedankenexperiment A: Als Anfangszustand denken wir uns einen kreisförmigen zyklonalen Wirbel ohne zugehöriges Tiefdruckgebiet (kein horizontales Druckgefälle), also ein Ungleichgewicht. Was geschieht? Die Ablenkungskraft der Erdrotation drängt die zyklonal strömenden Massen aus dem Wirbel nach allen Seiten heraus (Dehnung δ); dadurch vermindert sich im Innern des Wirbels die Luftmasse; dort fällt der Druck (statisch) solange, bis das so entstandene horizontale Druckgefälle mit der Ablenkungskraft der zyklonal strömenden Massen ins Gleichgewicht gekommen ist (nach einigen gedämpften Schwingungen).

Die zyklonale Windgeschwindigkeit nennen wir v ; sie sei in allen Höhen gleich und anfänglich (Index 1) dem Abstand r vom Wirbelzentrum proportional (Winkelgeschwindigkeit α), am Ende (Index 2) dagegen geringer nach Gl. (7) infolge der horizontalen Dehnung δ . Innerhalb eines Kreises mit dem Radius r sei also

$$\left. \begin{array}{l} \text{anfänglich:} \quad v_1 = \alpha_1 \cdot r \\ \text{schließlich:} \quad v_2 = \alpha_2 \cdot r \end{array} \right\} \quad \text{wobei } \alpha_2 = \alpha_1 - \Delta\alpha \text{ ist.} \quad (10)$$

Für den Luftdruck p gilt:

$$\left. \begin{array}{l} \text{anfänglich:} \quad p_1 \text{ nicht mit } r \text{ variabel (Voraussetzung),} \\ \text{schließlich:} \quad p_2 = p_1 - \Delta p \text{ mit } r \text{ variabel.} \end{array} \right\} \quad (11)$$

Für den Endzustand (Index 2) gilt nun (annähernd) die geostrophische Gleichung:

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p_2}{\partial r} = l \cdot v_2, \text{ also } -\frac{R \cdot T}{p_2} \cdot \frac{\partial \Delta p}{\partial r} = l \cdot \alpha_2 \cdot r, \quad (12)$$

wobei R die Gaskonstante der Luft (bezogen auf 1 g) und T die absolute Temperatur bedeuten. Hier ist nun Δp statisch abhängig von der horizontalen Dehnung δ .

Die Anwendung der Kontinuitätsgleichung, der statischen Grundgleichung und des Zirkulationstheorems ergibt (mit $\alpha \sim l/3$):

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha_1} = \frac{l^2 \cdot \bar{r}^2}{2 \cdot R \cdot T} \quad (13)$$

Die zu dieser Gl. (13) führende Zwischenrechnung ist zu umfangreich, um hier wiedergegeben zu werden; man findet sie demnächst in dieser Zeitschrift [22]. Setzen wir in Gl. (13) die Zahlenwerte $R \cdot T \sim 7 \cdot 10^8 \text{ cm}^2/\text{sec}^2$, $l \sim 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ (in gemäßigten Breiten) und $\bar{r} \sim 500 \text{ km}$ (Halbmesser einer entstehenden Zyklone) ein, so erhalten wir:

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} \sim 0,02 \quad (14)$$

d. h. die Wirbelstärke *vermindert* sich bei der Entstehung des Tiefdruckgebiets (Δp) nur um 2%. Dabei *entsteht* aber (statisch) ein *beachtliches Druckminimum*; im Wirbelzentrum ist am Ende

$$\frac{\Delta p}{p} \sim 2 \cdot \frac{\Delta\alpha}{l} \sim 0,02 \cdot \frac{2\alpha_1}{l} \quad (15)$$

Im Meeresniveau ($p = 1000 \text{ mb}$) entsteht also, wenn $2\alpha_1 = l$ ist (normale Wirbelstärke eines Sturmwirbels) ein Druckminimum

$$\Delta p = 20 \text{ mb.}$$

Gedankenexperiment B: Wenn wir dagegen ein *windstilles Tiefdruckgebiet* (mit 20 mb Druckminimum und 1000 km Durchmesser) voraussetzen, so vollzieht sich der *umgekehrte* Vorgang: Die Luftmassen werden zum Druckminimum beschleunigt und füllen das Tiefdruckgebiet (statisch) fast restlos auf. Das schließlich *verbleibende* Druckminimum beträgt (bei gleicher Größendimension $\bar{r} = 500 \text{ km}$) nur noch 2% vom anfänglich gegebenen, und daher ist auch die schließlich entstandene Wirbelstärke nur 2% der im Gedankenexperiment A verbleibenden (bei anderer Größe r ist der verbleibende Prozentsatz proportional $\bar{r}^2$). Diese Rechnung wird der Verfasser demnächst in dieser Zeitschrift mitteilen [22]. Außerdem findet man sie in der ausführlichen „Dynamik der Zyklonen“ [10].

Vergleich: Fassen wir die beiden Gedankenexperimente zusammen: Der *Wirbel A ohne Tiefdruckgebiet* bleibt zu 98% erhalten und opfert nur 2% seiner Wirbelstärke, um das geostrophisch zugehörige *Druckminimum* zu erzeugen. Aber ein gleiches *Tiefdruckgebiet B ohne den geostrophisch zugehörigen* Wirbel muß 98% seiner Tiefe opfern, um nur 2% des Wirbels A zu erzeugen. In Summa: Der *Wirbel* hat es *viel leichter*, sein zugehöriges Tiefdruckgebiet zu schaffen, als das Tiefdruckgebiet, seinen zugehörigen Wirbel zu bekommen. Es ist also durchaus nicht abwegig, sondern höchst einleuchtend, wenn E. PALMÉN meint, der zyklonale Wirbel entstehe aus dem Stromfeld und das Tiefdruckgebiet ergebe sich erst aus dem Wirbel. Dieses geschieht selbstverständlich *nicht* nacheinander, sondern *miteinander*; jede *kleine* Verstärkung des Wirbels zieht eine entsprechende *Vertiefung* des Druckminimums nach sich (vgl. Z. 27).

Tiefdruckgebiete von etwa 1000 km Durchmesser können aus einem vorhandenen Wirbel (gleicher Größe) ohne spürbare Verluste des letzteren entstehen. Dagegen verschwindet ein ohne Wirbel gegebenes Tiefdruckgebiet (dieser Größe) praktisch ganz bei der Bildung des geostrophischen Wirbels.

25. Thermozyklogenese? Unser Gedankenexperiment *B* zeigt übrigens auch, warum die Ferrel'sche Zyklone (Z. 19) die *einzige* Möglichkeit einer „Thermozyklogenese“ (d. h. Entstehung eines *warmen* Tiefdruckgebiets) ist. Wenn (statisch) ein tiefer Druck infolge *Erwärmung* einer Luftsäule von 1000 km Durchmesser entsteht, tritt sofort die Beschleunigung der Luftmassen zum Druckminimum ein und beseitigt 98% seiner Tiefe. Wenn der Tiefdruckkern dann *nochmals* erwärmt wird, ergibt sich das gleiche. Wenn er immer wieder von neuem geheizt wird, kann schließlich ein *erhebliches* Druckminimum mit *erheblichem* Wirbel erreicht werden (im iterierten Verfahren). Da bei diesem Vorgang immer wieder *neue* Massen zum Druckminimum *zusammenfließen* (in unteren Schichten), müssen sie notwendig *oben auseinanderströmen* (Abb. 14), sonst gibt es *kein* Tiefdruckgebiet. Eine „Thermozyklogenese“ (mit warmem Druckminimum) muß also *notwendig* mit einer *Vertikalzirkulation* (Abb. 14) verbunden sein. Deshalb muß notwendig *über* der Thermozyklone eine *Antizyklone* liegen.

G. STÜVE [5] läßt dagegen (statisch) in seiner „Thermozyklogenese“ ein warmes Tiefdruckgebiet aus dem „*gegenläufigen*“ (horizontalen) Temperaturgefälle der Tropo- und Stratosphäre (erstere *polwärts*, letzteres *äquatorwärts* gerichtet) durch „*gegenläufige Advektion*“ [10] entstehen, indem in der *Stratosphäre* eine Warmluftzunge *äquatorwärts* und in der *Troposphäre* eine solche *polwärts* (horizontal) *vorstößt*, beide *übereinander*. (G. STÜVE setzt allerdings nur das erstere voraus, doch kommt es hier auf die *relative* Gegenläufigkeit an). An dieser Stelle ergibt sich dann eine durchgängig *warme* Luftsäule, die aber im Maximal-falle nur etwa 20° wärmer sein kann als ihre isobare Umgebung. Rein *statisch* würde diese Wärme für ein Druckminimum von 80 mb Tiefe (im Meeresniveau) ausreichen, aber *dynamisch* bleibt davon nur 2% (im Meeresniveau nur 2 mb) übrig, weil 98% geopfert werden müssen, um den zugehörigen (ebenfalls schwachen) Wirbel zu erzeugen. Ein tiefes Druckminimum kann also *nicht* nach der Stüveschen Thermozyklogenese entstehen, es sei denn, daß sein Durchmesser wesentlich *größer* ist als 1000 km. Da dieser Effekt dem Quadrat des Durchmessers proportional ist [22], würde die Stüvesche Thermozyklogenese nur mit *sehr großem* Durchmesser (≥ 2000 km) einen erheblichen Prozentsatz des statischen Effekts (≥ 6 mb im Meeresniveau) behalten. Hieran ist zu erkennen, daß die Stüvesche „Thermozyklogenese“ *keine* Erklärung für die Entstehung der Frontalzyklonen liefert. Diese Zyklonen entstehen erfahrungsgemäß mit etwa 1000 km Durchmesser und der Minimumtiefe 10 bis 30 mb.

Ein warmes Tief kann mit dem Durchmesser ~ 1000 km nur durch die Ferrel'sche Vertikalzirkulation (Abb. 14) entstehen. Die gegenläufige Advektion nach STÜVE bringt nur Druckminima ≤ 2 mb zustande.

26. Dynamozyklogenese. Zweifellos ist dies der Grund, warum F. M. EXNER Bedenken gegen die „Thermozyklogenese“ geäußert hat. J. v. HANN [15] hatte aus den Beobachtungen der österreichischen Bergstationen festgestellt, daß *keine* Antizyklogen über den Zyklonen liegen. Die Ferrel'sche Thermozyklogenese kam also schon für EXNER *nicht* in Frage, weil sie der *Erfahrung* widersprach. EXNERS Vorstellungen schlossen sich an die *Wirbeltrichter* an, die man in der Oberfläche *schnell strömender Flüsse* beobachten kann. Hier ist der Wirbelkern *nicht* wärmer als sein Rand und hat dennoch ein *Druckminimum* im horizontalen Druckfeld. EXNER war also dem „Tropopausentrichter“ PALMÉNS sehr nahe. Auch seine „Riegeltheorie“ läßt die Analogie zu den Flußwirbeln erkennen. Diese entstehen vorwiegend dort, wo vom Ufer her ein Landvorsprung wie ein Riegel in den Fluß hineingeschoben ist. Weil EXNER wußte, daß eine *Thermozyklogenese* nur nach FERRELS Modell möglich ist, sah er in dem zungenförmigen Vorstoß der Polarluft den „Riegel“, hinter dem die Verwirbelung der ostwärts fließenden Subtropikluft stattfindet. Wahrscheinlich gründet sich hierauf auch EXNERS Abneigung gegen die Lehre der Bjerknessschen „Wellentheorie“, daß die Zyklone abstirbt, wenn der „warme Sektor“ „okkludiert“. Sicher ist, daß EXNERS *Dynamozyklogenese* dem „Tropopausentrichter“ PALMÉNS *näher* steht als jede Art von „Thermozyklogenese“.

Ein Druckminimum, welches allen Schichten der Troposphäre angehört, kann nicht thermisch, sondern nur dynamisch (d. h. aus dem Stromfeld) entstanden sein.

27. Geostrophische Zykllogenese? Gegen die *Dynamozyklogenese* spricht *scheinbar* die *Erfahrungstatsache*, daß der Höhenwind stets nahezu *geostrophisch* ist, während unser Gedankenexperiment A (Z. 24) mit einem wesentlich *nichtgeostrophischen* Anfangszustand begann. Zu diesem Einwand ist zunächst festzustellen, daß unser Gedankenexperiment A genau ebenso abläuft (mit denselben Formeln), wenn in den Gln. (10/11) v , α und p *nicht* die gesamte Wirbelstärke und Druckgröße bezeichnen sondern nur *zusätzliche* Größen, die sich zu einem schon *anfangs vorhandenen geostrophischen* Feld addieren, welch letzteres wir mit dem Index 0 bezeichnen wollen. D. h. der Wind beträgt *anfangs* $v_0 + v_1$, *schließlich* $v_0 + v_2$, der Druck *anfangs* $p_0 + p_1$ (wobei $p_1 = 0$ ist), *schließlich* $p_0 + p_2 = p_0 - \Delta p$. Dann ist also das 0-Feld ein *anfänglich* vorhandenes *geostrophisches*, das 1-Feld ein *anfänglich* zusätzlich zum 0-Feld vorhandenes *nichtgeostrophisches*, das 2-Feld ein *schließlich* zusätzlich zum 0-Feld vorhandenes *geostrophisches*. Die Ergebnisformeln (13) und (15) gelten dann ebenfalls (näherungsweise). Es ist also durchaus möglich, daß bei der *Deltazykllogenese* solche *nichtgeostrophische* 1-Felder im Delta auftreten, daß sie aber unserer *Beobachtung* entgehen, weil sie nur *schwach* sind verglichen mit dem geostrophischen 0-Feld. Nachfolgend (Z. 30) werden wir sehen, daß die *Deltadeformation* (Z. 22) solche zusätzlichen *nichtgeostrophischen* 1-Felder erzeugt, die sich dann spontan in (ebenfalls zusätzliche) *geostrophische* 2-Felder verwandeln. *Zunächst* erzeugt eine *schwache* *Delta deformation* nur ein *schwaches* 1-Feld, aus welchem spontan ein *schwaches*

2-Feld wird. Mit weiter wachsender Deltadeformation ergibt sich *von neuem* zusätzlich ein schwaches 1-Feld, aus welchem *wiederum* spontan ein (schwaches) zusätzliches 2-Feld wird. So entsteht in *zahlreichen* kleinen Schritten (durch fortschreitende Deltadeformation) ein *kräftiger* nahezu geostrophischer Wirbel, welcher während seiner Entstehung nur jeweils einen *schwachen* nichtgeostrophischen Anteil besitzt; es handelt sich hier um eine *kontinuierliche* (nahezu geostrophische) Feldänderung, bei welcher die Entstehung des Wirbels der Entstehung des *Tiefdruckgebiets* stets ein wenig voraus ist.

Die (kleinen) Abweichungen vom geostrophischen Wind und ihre Ablenkung durch Erdrotation bewirken im Delta die horizontale Flächendehnung, welche die Tropopause herabsaugt und den tiefen Druck erzeugt (vgl. auch Z. 30!).

28. Scherungstief: Wir betrachten noch einmal die „Deltadeformation“ der flüssigen Rechtecklinie ähnlich wie in Z. 21 (Abb. 15) und 22 (Abb. 16), wählen also in der Frontalzone (etwa in 5000 m Höhe) ein schmales langes Rechteck (z. B. 200 km breit und 2000 km lang) so aus, daß es im wesentlichen das *zyklonale* Scherungsgebiet enthält; die Breite dieses Rechtecks (200 km) nennen wir b . Die horizontale x -Achse eines cartesischen Koordinatensystems legen wir *senkrecht* zur Frontalzone (parallel zur *kürzeren* Rechteckseite b), den Koordinatennullpunkt inmitten des Rechtecks, die positive x -Richtung nach der wärmeren Seite. Der Frontalzone wind v_1 (y -Richtung) im Rechteck kann dann mit hinreichender Näherung durch die Gleichung

$$v_1 = v_0 + \lambda_1 \cdot x \quad (16)$$

dargestellt werden, in welcher v_0 die mittlere „Drift“ und

$$\lambda_1 = \text{rot}_z v_1 \text{ (Mittelwert im Rechteck)} \quad (17)$$

den mittleren Scherungsrotor im flüssigen Rechteck bedeuten.

Dazu gehört ein geostrophisches *Druckfeld*, welches der Gleichung

$$\frac{R \cdot T}{p} \cdot \frac{\partial p_1}{\partial x} = l \cdot v_1 = l \cdot (v_0 + \lambda_1 \cdot x) \quad (18)$$

genügt. Dieses horizontale Druckfeld setzt sich also aus zwei *additiven* Bestandteilen zusammen (wie die rechte Seite der Gl. (18) zeigt), einem *konstanten* Druckgefälle $l \cdot v_0 \cdot p/R \cdot T$ und einem langgestreckten *Tiefdruckgebiet* mit dem Druckgefälle $l \cdot \lambda_1 \cdot x \cdot p/R \cdot T$ (Druckminimum inmitten des Rechtecks bei $x = 0$). Nur dieser *letzte* Bestandteil braucht uns jetzt zu interessieren. Die Drucktiefe dieses überlagerten Minimums (Druckdifferenz zwischen $x = 0$ und $x = \pm b/2$) nennen wir Δp_1 . Nach Gl. (18) ist

$$\frac{\Delta p_1}{p} = \frac{l \cdot \lambda_1}{R \cdot T} \cdot \int_0^{b/2} x \cdot dx = \frac{l \cdot \lambda_1}{R \cdot T} \cdot \frac{b^2}{8}. \quad (19)$$

Auch ein zyklonales Scherungsfeld besitzt ein geostrophisch zugehöriges (langgestrecktes) Druckminimum mit einer Tiefe Δp , die dem Quadrat der Breite b des Scherungsfeldes und dem mittleren Scherungsrotor λ proportional ist [Gl. (19)].

29. Kreiswirbeltief: Wir nehmen jetzt an, durch die Deltadeformation (Z. 22) werde das schmale Rechteck in einen *Kreis* mit dem *Radius* r verwandelt. Den mittleren Rotor, der dann in diesem Kreis herrscht, nennen wir λ_2 :

$$\lambda_2 = \overline{\text{rot}_z v_2} \text{ (Mittelwert im Kreis).} \quad (20)$$

Außer einem (hier nicht interessierenden) *rotorlosen* Driftstromfeld herrscht dann im Kreis r eine Strömung, die näherungsweise dargestellt werden kann durch die Gleichung:

$$v_2 = \frac{\lambda_2}{2} \cdot r, \quad (21)$$

wobei r den Abstand vom Kreiszentrum bedeutet und v_2 die zyklonale Strömungsgeschwindigkeit des Kreiswirbels, welcher sich irgend einer (vielleicht komplizierten aber jedenfalls rotorlosen) Driftströmung überlagert. Wenn der neue Kreiswirbel *geostrophisch* sein soll, so muß mit ihm ein *Tiefdruckgebiet* (als Überlagerung über das Driftdruckfeld) auftreten, welches der Gleichung

$$\frac{R \cdot T}{p} \cdot \frac{\partial p_2}{\partial r} = l \cdot v_2 = l \cdot \frac{\lambda_2}{2} \cdot r \quad (22)$$

genügt. Im Minimumpunkt (Kreismittelpunkt $r = 0$) hat dieses Tiefdruckgebiet einen Druck, der um Δp_2 *geringer* ist als auf dem Rande $r = \bar{r}$. Nach Gl. (22) ist:

$$\frac{\Delta p_2}{p} = \frac{l \cdot \lambda_2}{2 \cdot R \cdot T} \cdot \int_0^{\bar{r}} r \cdot dr = \frac{l \cdot \lambda_2}{4 \cdot R \cdot T} \cdot \bar{r}^2. \quad (23)$$

Wenn wir die Gl. (23) durch Gl. (19) dividieren, ergibt sich

$$\frac{\Delta p_2}{\Delta p_1} = 2 \cdot \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \cdot \frac{\bar{r}^2}{b^2}. \quad (24)$$

Die *Minima* (Δp) eines *Kreiswirbeltiefs* und *Scherungstiefs* verhalten sich einerseits wie ihre Rotoren (λ), anderseits wie ihre Halbmesserquadrate ($\bar{r}^2$ und $b^2/4$) mit dem *Proportionalitätsfaktor* $1/2$.

30. Flächendehnung: Zunächst fragen wir, ob der neue Kreiswirbel *geostrophisch* sein kann, wenn es sich um eine *reine Formänderung* des flüssigen Rechtecks *ohne* Veränderung der *Flächengröße* handelt. In diesem Falle wäre nach Gl. (7) $\lambda_2 = \lambda_1$. Wenn wir die *lange* Rechteckseite mit a bezeichnen, wäre dann außerdem $a \cdot b = \bar{r}^2 \cdot \pi$, also $\bar{r}^2/b^2 = a/\pi b$. Das geostrophische Druckfeld des Kreiswirbels müßte also in diesem (flächengleichen) Deformationsfalle nach Gl. (24) ein Druckminimum Δp_2 besitzen, welches der Gleichung

$$\frac{\Delta p_2}{\Delta p_1} = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{a}{b} \quad (25)$$

genügen würde. Wenn das Verhältnis a/b der Rechteckseiten ≥ 10 ist (die Beobachtungen rechtfertigen diese Annahme), so müßte also

$\Delta p_2 \geq 7 \cdot \Delta p_1$ sein. Mit $b = 200$ km ist $\Delta p_1 = 1,5$ mb (in 5000 m Höhe) ein oft vorkommender Wert. Dann müßte also im Delta mit dem Kreiswirbel ein neues Druckminimum $\Delta p_2 \geq 10,5$ mb auftreten, wenn dieser Kreiswirbel *geostrophisch* sein soll. Dieses neue und tiefe Druckminimum (im Meeresniveau dann $\Delta p_2 \geq 15$ mb) könnte aber (statisch) *nur dadurch* geschaffen werden, daß in dem entstehenden Kreiswirbel die Luftmassen horizontal *auseinanderfließen*, und diese „Flächendehnung“ δ tritt (dynamisch) *nur dann* ein, wenn im entstehenden Kreiswirbel die zyklonale Wirbelströmung *stärker* ist als geostrophisch, so daß die Ablenkungskraft der Erdrotation die wirbelnden Massen *auseinandertreibt*. Unsere eingangs gestellte Frage ist also zu *verneinen*.

Somit muß der *wirkliche* Vorgang im Delta außer der *Formänderung* des flüssigen Rechtecks (in einen Kreis) noch eine *Flächenvergrößerung* der flüssigen Fläche enthalten. Nennen wir, wie oben in Gl. (6), die relative Flächendehnung δ , so ist

$$a \cdot b = (1 - \delta) \cdot \bar{r}^2 \cdot \pi \quad (26)$$

und nach Gl. (7)

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1} = 1 - \delta \frac{l}{\lambda_1}. \quad (27)$$

Wenn wir diese beiden Gln. (26) und (27) in Gl. (24) einsetzen, erhalten wir:

$$\frac{\Delta p_2}{\Delta p_1} = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{a}{b} \cdot \left(1 - \frac{l}{\lambda_1} \cdot \frac{\delta}{1 - \delta} \right). \quad (28)$$

Man sieht in Gl. (28), daß ein *erhebliches* Druckminimum durch die Deltadeformation *nur dann* entsteht, wenn einerseits $\lambda_1 \geq l$ ist (Z. 7!) und andererseits $\delta \leq 1/4$. Das erstere bestätigen die Höhenwetterkarten; die letztere Bedingung führt zu der Frage, ob $\delta = 1/4$ ausreicht, um im Meeresniveau ein Druckminimum $\Delta p_2 = 20$ mb in einer Zyklone von 1000 km Durchmesser zu erzeugen. Diese Frage ist zu bejahen, wenn *wenigstens vier Fünftel aller Atmosphärenschichten* diese Flächendehnung δ erfahren und nur ein Fünftel an dem „auffüllenden“ Vorgang unseres Gedankenexperiments *B* (Z. 24) teilnehmen. Dann ergibt sich nämlich in der mit 1000 km Durchmesser entstehenden Zyklone [10]

$$\frac{\Delta p_2}{p} = 0,1 \cdot \delta \quad (29)$$

d. h. im Meeresniveau ($p = 1000$ mb) mit $\delta = 1/5$:

$$\Delta p_2 = 20 \text{ mb.} \quad (30)$$

Wenn $\Delta p_1 = 2$ mb (im Meeresniveau), $\lambda_1 = l$ und $\delta = 1/5$ ist, muß nach Gl. (28) das Seitenverhältnis des Anfangsrechtecks $a/b = 20$ betragen, damit $\Delta p_2 = 20$ mb wird. Damit die Gl. (26) mit $r = 500$ km erfüllt ist, muß dann $a = 3600$ km und $b = 180$ km sein. Das letztere ist mit den *Beobachtungen* im Einklang, das erstere darf natürlich *nicht* so verstanden werden, als ob dieses sehr lange Rechteck bereits *vor* Beginn der Deltadeformation mit seiner vollen Länge in der Frontalzone Platz gefunden hat, sondern die Frontalzonendrift v_0 (Gl. 16) legt den Weg

$a = 3600$ km zurück während der Zeit, in welcher die Deltazyklone entsteht. Ist $v_0 = 30$ m/sec, so dauert also ihre Geburt 33 Stunden. Daß die beobachtete Entstehungszeit meist kürzer (12 bis 24) Stunden ist, beweist eine erhebliche Mitwirkung der in Z. 20 sogenannten „dritten Lösung“ bei der Zyklogenese.

Die Deltadeformation allein bewirkt nur dann ein tiefes Druckminimum, wenn in der Frontalzone (am kalten Rand) ein zyklonaler Scherungsrotor $\lambda \geq l$ auftritt oder ein zyklonaler Strömungssprung ≥ 20 m/sec (im Mittel aller Troposphärenschichten).

V. Gleit- und Horizontalaustausch.

31. Experiment (Abb. 17). Ein Becherglas von etwa 8 cm Durchmesser füllen wir zur Hälfte mit Wasser und befestigen es zentral auf dem Rotationstisch einer handgetriebenen Zentrifugiermaschine. Wir

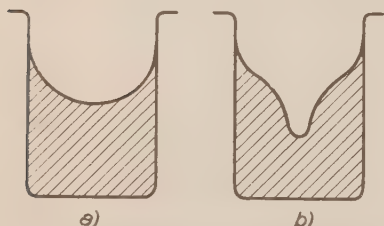


Abb. 17. Austauschzyklogenese im rotierenden Becherglas (Vertikalschnitt);
a) gleichförmige (starre) Rotation; b) verwirbelte Rotation infolge Randeibung.

lassen es um seine vertikale Achse rotieren, langsam beginnend und nur allmählich steigend. Die Oberfläche des Wassers nimmt dann die bekannte Gestalt eines *Rotationsparaboloids* an, welche Abb. 17a im Vertikalschnitt darstellt. Diese Oberfläche beweist, daß die Wassermasse im Becherglas wie ein fester Körper mit überall gleicher Winkelgeschwindigkeit rotiert. In diesem Falle werden *keine* Wasserquanten zwischen größeren und kleineren Rotationskreisen ausgetauscht.

Wenn wir aber einen solchen (radial gerichteten) Austausch erzwingen, nimmt die Oberfläche des Wassers eine wesentlich *andere* Gestalt an, welche in Abb. 17b dargestellt ist. Am einfachsten bewirken wir den radialen Wasseraustausch durch *Reibung* des Wassers am Becherglas; wir drehen ruckweise an der Kurbel der Zentrifugiermaschine so, daß das Becherglas bald schneller bald langsamer rotiert. Das Wasser, welches die ruckweise Rotationsänderung *nicht* plötzlich mitmacht, *reißt* sich dann am Rande des Becherglases. Die Reibung erzeugt Turbulenz und diese bewirkt, daß verschieden große Rotationskreise miteinander ihre Wasserteilchen *austauschen*. Durch den *radialen Austausch* entsteht ein Wirbel, dessen Winkelgeschwindigkeit nach dem Zentrum zunimmt; denn jedes Austauschquantum, welches auf einen engeren Rotationskreis übergeht, *vermehrt* und jedes nach außen übergehende *vermindert* seine Rotationsgeschwindigkeit derart, daß das „Rotationsmoment“ (d. h. das Produkt $r \cdot v$ des Rotationsradius r mit der Rotationsgeschwindigkeit v) erhalten bleibt. Die *Oberfläche* des so entstehenden Wirbels ist *trichterförmig*, nicht parabolisch.

Die Analogie dieses Wirbels mit den Zyklonen liegt auf der Hand. Diese sind, wie Z. 6 erwähnt, atmosphärische Gebilde, welche *schneller* als die feste Erde rotieren und deshalb in der Geopotentialfläche ein

Druckminimum besitzen. In Abb. 17 ist die feste Erde durch das Becherglas, die *Geopotentialfläche* durch die *Paraboloidfläche* ersetzt. Hier entsteht also durch radialen Austausch im Zentrum eine *schnellere* Rotation. Wenn wir in Abb. 17 eine Paraboloidfläche, welche der (mittleren) starren Rotation des Becherglases entspricht (d. h. eine Geopotentialfläche), mitten durch das Wasser gelegt denken, so ist der Wasserdruk an jeder Stelle dieser „Potentialfläche“ proportional der *Höhe* der darüber befindlichen Wassersäule. Der *Oberflächentrichter* zeigt also ein zentral gelegenes *Druckminimum* in der „Potentialfläche“ an.

In einer rotierenden Flüssigkeit entsteht durch radial gerichteten Austausch ein Wirbeltrichter.

32. Kaltlufttropfen: Dieses Experiment erklärt zunächst die beobachtete Tatsache, daß *Kaltluft* stets die Neigung zu *zyklonaler* Rotation besitzt. Z. B. beobachtet man oft die sogenannten „Kaltlufttropfen“, ungefähr *kreisförmig* begrenzte kleine Kaltluftkörper der Troposphäre mit einem *zentralsymmetrischen Druckminimum* und *zyklonalem Kreiswirbel* (Durchmesser etwa 500 bis 800 km). Meist sind dabei Wirbelströmung und Druckminimum nur in *höheren* Schichten der Troposphäre zu erkennen („Höhenzyklone“); am Erdboden herrscht sehr *schwacher* (nicht immer zyklonal) Wind.

Auch die *Entstehung* eines solchen „Kaltlufttropfens“ kann man oft beobachten: Wenn auf der „Rückseite“ (Z. 13) einer Frontalzyklone die Kaltluft zungenförmig soweit südwärts vorstößt, daß die Spitze dieser Kaltluftzunge aus dem großen Wirbel der (gealterten) Frontalzyklone heraus in das warme Hoch hineinragt, wird diese kalte Zungenspitze „abgeschnürt“, d. h. sie bleibt in der stagnierenden Warmluftmasse, während die übrige Kaltluftzunge sich zyklonal in die „okkludierende“ (dann meist schnell verschwindende) Frontalzyklone hineinrollt. So entsteht (rückseitig *neben* der Frontalzyklone) ein eng begrenzter „Kaltlufttropfen“, der ringsum von Warmluft umgeben ist und oft die abziehende Frontalzyklone lange überlebt.

Der Kaltlufttropfen hat ein *zentralsymmetrisches* Temperaturfeld; die Flächen gleicher potentieller Temperatur („Isentropenflächen“) steigen vom warmen Rande zum kalten Zentrum des Kaltlufttropfens an, wie die beistehende Abb. 18b es im Vertikalschnitt (gestrichelt) zeigt.

Im zentralsymmetrischen Temperaturfeld des „Kaltlufttropfens“ steigen die Isentropen- und Feuchtisentropenflächen von der Peripherie zum Zentrum an (Abb. 18b).

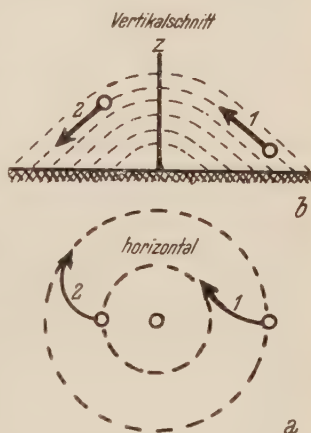


Abb. 18. Kaltlufttropfen und Höhenzyklone. a Zeichenebene horizontal. Pfeile: Übergang der Austauschquanten 1 vom größeren zum kleineren, 2 vom kleineren zum größeren Radius. b Vertikalschnitt, Erdboden kreuzschraffiert. Gestrichelt: Isentropen. Pfeile: Übergang der Austauschquanten 1 von unten nach oben, 2 von oben nach unten. Z vertikale Achse.

33. Die dazugehörige Höhenzyklone entsteht nun folgendermaßen: Die *Isentropenflächen* bzw. die ebenfalls zentralsymmetrisch ansteigenden *Feuchtisentropenflächen* (Flächen gleicher feucht-potentieller Temperatur) sind *Gleitflächen* für die Auf- und Abgleitbewegung der Austauschquanten. *Wolkenfreie* Luftquanten gleiten in den Isentropenflächen (Neigung etwa 1 : 200), *Wolkenluftquanten* in den Feuchtisentropenflächen (Neigung etwa 1 : 100). Selbstverständlich vermischen sich die Austauschquanten wieder mit ihrer neuen Umgebung, nachdem sie ihren „freien“ Gleitweg zurückgelegt haben.

Wir betrachten zwei solche „freie“ Gleitwege: Ein Quantum 1 (Abb. 18) kommt aus der bodennahen Reibungsschicht, steigt gleitend von der Peripherie zum Kern des Kaltlufttropfens auf und vermischt sich dort. Ein anderes 2 gleitet von diesem Kern (aus höherem Niveau) nach der Peripherie herab und vermischt sich in der bodennahen Reibungsschicht. Beide werden dabei durch die Erdrotation nach rechts abgelenkt (Abb. 18a). Das aufsteigende Quantum 1 gewinnt dadurch eine *zyklonale*, das herabsinkende 2 *antizyklonale* Wirbelbewegung um das Kaltluftzentrum; ersteres gibt seinen *zyklonalen* Bewegungsimpuls an seine neue Umgebung ab und *verstärkt* dadurch den *zyklonalen* Wirbel höherer Schichten, letzteres gibt seinen *antizyklonalen* Wirbelimpuls in der bodennahen Reibungsschicht ab, wo dieser Impuls durch Reibung dem *festen* Erdkörper zugeführt wird. Wenn *viele* aufgleitende und abgleitende Quanten diesen Weg nehmen, werden stets *zyklonale* Wirbelimpulse den *höheren* Schichten, *antizyklonale* dem *festen* Erdkörper zugeführt; schließlich ergibt sich das typische zentralsymmetrische Windfeld des Kaltlufttropfens: Am Erdboden fast windstill, darüber ein aufwärts zunehmender *zyklonaler* Wirbel.

Die *Größe* der durch den Gleitaustausch zugeführten Impulse können wir uns folgendermaßen veranschaulichen: Wir nehmen an, das Quantum 1 sei ein Wolkenquantum von etwa 100 m vertikaler und 1000 m horizontaler Ausdehnung mit der Masse $m = 10^8$ kg; es beginne seinen Lauf 400 km vom Zentrum entfernt in 500 m Höhe durch einen Stoß mit $u = 5$ m/sec (zum Zentrum gerichteter) Anfangsgeschwindigkeit und bleibe dann sich selbst überlassen. Sein „freier“ Gleitweg ist ein *Trägheitsbogen* in der Feuchtisentropenfläche mit dem Trägheitsradius $u/l = 50$ km [8]. Dabei gelangt es also 50 km *näher* an das kalte Zentrum und (bei einer Feuchtisentropenneigung 1 : 100) 500 m höher hinauf. Dort vermischt es sich mit der neuen Umgebung. Dann liefert es also dem Stromfeld in diesem neuen Niveau (1000 m) den *zyklonalen* Stromimpuls $m \cdot u = 5 \cdot 10^8$ kg · m/sec. 10^5 solcher Quanten würden genügen, um in einer 100 m mächtigen Schicht (von 1000 bis 1100 m) und im Kreisgebiet mit 400 km Radius allenthalben einen *zyklonalen* Wind von 1 m/sec zu erzeugen.

Andere Quanten 2 mit insgesamt derselben Masse gleiten dann abwärts und würden in der bodennahen Reibungsschicht einen ebenso starken *antizyklonalen* Wirbel erzeugen, wenn dort nicht der turbulente Vertikalaustausch alsbald diese antizyklonalen Impulse an den Erdboden

abgeben würde. Wenn derselbe Austausch zwischen dem 1000-m-Niveau und dem 1500-m-Niveau stattfindet, erhält das letztere Niveau *doppelt* so viel *zyklonale* Windimpulse, weil die Quanten 1, die jetzt in 1000 m Höhe starten, dort bereits 1 m/sec zyklonalen Wind haben. Die *anti-zyklonalen* Impulse, welche jetzt die abgleitenden Quanten 2 in dem *unteren* Niveau 1000 m abgeben, werden dort durch neue, von unten kommende *zyklonale* Impulse neutralisiert. So liefert der Gleitaaustausch stufenweise *zyklonale* Impulse nach *oben*, *antizyklonale* nach unten, die letzteren endigen im *festen* Erdkörper, die ersteren in der *freien* Troposphäre.

Reibung am Boden und Gleitaaustausch verstärken im Kaltlufttropfen den zyklonalen Wirbel höherer Schichten.

34. Das Druckminimum dieser Höhenzyklone entsteht ebenso wie im Experiment Abb. 17. Ebenso wie dort das Wasser durch *Zentrifugalkraft* nach außen getrieben wird, *dehnt* sich die Höhenzyklone horizontal durch die *Ablenkungskraft der Erdrotation*, wenn der zyklonale Wirbel sich verstärkt; ebenso wie im Experiment Abb. 17 die *Wasseroberfläche herabgesaugt* wird, *senkt* sich die Tropopause (und Stratosphäre) über dem stärker werdenden zyklonalen Wirbel. Um diese Modellanalogie noch anschaulicher zu machen, nehmen wir darauf Bezug, daß für *atmosphärische* Strömungen nur jeweils die Rotation um eine *vertikale* Achse bedeutsam ist [8, S. 35]. Wir können also unseren Kaltlufttropfen so anschauen, *als ob* die Erde um eine *vertikale*, im Kaltlufttropfen zentral gelegene Achse Z (Abb. 18) rotiert mit der Winkelgeschwindigkeit $1/2 = \omega \sin \varphi$. Dann ist der Gleitaaustausch des Kaltlufttropfens *radial* zu dieser Erdrotation gerichtet und die Höhenzyklone entsteht mit ihrem Druckminimum dadurch, daß die *radial* bewegten Austauschquanten auf ihrem „freien“ Weg (zwischen zwei Vermischungen) ihr „Rotationsmoment“ ($r \cdot v$) behalten, beides ebenso wie im Becherglas. Diese Modellanalogie beseitigt alle Bedenken, die man an die Trägheitskreisbetrachtung unserer obigen Z. 33 noch knüpfen könnte.

Der zyklonale Wirbel des Kaltlufttropfens bewirkt eine horizontale Flächendehnung und damit ein Tiefdruckgebiet.

35. Die großen Zentralzyklonen (z. B. das winterlich-permanente Islandtief Abb. 1) bedürfen zu ihrer *Erhaltung* eines ähnlichen Gleitaaustausches, wie die kleinen Höhenzyklonen zu ihrer Entstehung und Erhaltung. In den Frontalzyklonen, welche am Rande der großen Zentralzyklonen entstehen, gleitet jeweils *auf der Vorderseite* die Wolkenluft *auf* und *nähert* sich dabei dem Zentrum der Zentralzyklone. Auf der Rückseite *gleitet* die Kaltluft *herab* und *entfernt* sich vom Zentrum. Dies ist ein *Gleitaaustausch größten Stiles*; seine Analogie mit dem Experiment im Wasserglas (Abb. 17) liegt auf der Hand, wenn man sich vorstellt, daß die Erde um eine im Zentrum der Zentralzyklone *vertikal* errichtete Achse rotiert (vgl. Z. 34). (Diese Vorstellung ist deswegen berechtigt, weil erfahrungsgemäß nur die *Horizontalkomponente* der Corioliskraft beachtet zu werden braucht.) Der Unterschied gegenüber den kleinen Höhenzyklonen besteht aber darin, daß die *Frontalzyklone* (die

„Randstörung“) *außer* den Gleitbewegungen noch einen zyklonalen Horizontalumlauf besitzt, der auch *im Meeresniveau* große Luftmassen *auf der Vorderseite näher zum Zentrum der Zentralzyklone* bringt, *auf der Rückseite weiter von diesem Zentrum entfernt*. Dadurch wird der zyklonale Umlauf der großen Zentralzyklonen *auch im Meeresniveau* genährt; ihr *Druckminimum* ist deshalb *auch im Meeresniveau* kräftig. Die großen kalten Zentralzyklonen unterscheiden sich also *nur insofern* von den kleinen „Kaltlufttropfen“, als diese zu klein sind, um *Randtiefdruckgebiete* zu bilden. Deshalb haben die Kaltlufttropfen im wesentlichen nur *Höhenzyklonen*, die ausschließlich durch *Gleitaustausch* genährt werden, während die Zentralzyklonen auch *an der Erdoberfläche* kräftig sind.

Abgesehen von den Randstörungen sind die stationären Zentralzyklonen *Kältemaschinen* mit folgender *Vertikalzirkulation*: In der bodennahen Reibungsschicht strömt die Luft einwärts zum Tiefdruckzentrum. Deshalb *müssen* die kalten Massen im Kern *aufsteigen* und *oben* (in der freien Troposphäre) wieder nach außen abfließen, um in den benachbarten Hochdruckgebieten *warm herabzusinken*. Diese Zirkulation ist *energetisch* dadurch charakterisiert, daß *kalte Luft aufsteigt* und *warme herabsinkt*, was nur mit einem *Arbeitsaufwand* erzwungen werden kann [10]. *Von selbst* würde stets die *warme Luft zum Aufsteigen* und die *kalte zum Herabsinken* neigen, aber, wenn man *künstlich* das *Druckfeld* der Zentralzyklone aufrecht erhält (unter *Arbeitsaufwand*), wird dadurch in ihrer bodennahen Schicht die *Konvergenz*, welche den Richtungssinn der gesamten Vertikalzirkulation vorschreibt, *erzwungen*. Da die Atmosphäre nichts künstlich macht, kann das Tiefdruckgebiet der Zentralzyklone *ohne* die Randstörungen *nicht permanent* sein. Aber der radial gerichtete Gleit- und Horizontalaustausch (größten Stiles) *vermehrt* immerfort den zyklonalen Stromimpuls der Zentralzyklone und bestreitet dadurch den Energieaufwand, welcher teils für *Reibungsverluste*, teils zur *Hebung* der kalten Massen erforderlich ist. Diese Vertikalzirkulation ist insofern eine *Kältemaschine*, als sie immerfort Wärme aus dem *kalten Tief* heraus in die umgebenden warmen Hochdruckgebiete *hinein* befördert und so für die *Erhaltung* des zentralsymmetrischen Temperaturfeldes sorgt.

Jede kalte (zentralsymmetrische) Zyklone ist eine Kältemaschine, die nicht von selbst läuft, sondern für ihre Erhaltung des radialen Gleit- und Horizontalaustausches bedarf.

36. Planetarische Zirkumpolarzyklone. Die *höchste* Größenstufe kalter Zyklonen findet man im *planetarischen Mittelzustand* der gesamten *Erdatmosphäre*: Eine *riesige Höhenzyklone*, die fast die gesamte Halbkugel überdeckt, mit dem Kern am Pol und rings umlaufendem Westwind [8, S. 18]. Es liegt nahe, die *Erhaltung* dieser „Zirkumpolarzyklone“ durch einen *meridional* gerichteten Gleit- und Horizontalaustausch allergrößten Stiles zu erklären. Von den „Zentralzyklonen“ *unterscheidet* sie sich teils durch ihre Größe, teils durch die *planetarische* Begrenzung des Meridionalaustausches. Diese Situation hat ihre besonderen Konsequenzen für das *planetarische Druckfeld* des *Meeresniveaus* und das

bodennahe planetarische Stromfeld, welches in Abb. 5 als „Dreizonenfeld“ charakterisiert ist. Es läßt sich mathematisch nachweisen [9], daß das planetarische Druckfeld des Meeresniveaus (Polarfronttief und subtropischer Hochdruckgürtel) durch einen *Meridionalaustausch* größten Stiles entsteht und erhalten wird. (Ähnlich wie in FERRELS [11] Theorie der Rotationsmomenterhaltung). Diese Theorie des „planetarischen Reibungsgleichgewichts“ wird demnächst in [9, Kap. XII] erscheinen und liefert eine quantitative Übereinstimmung mit dem *beobachteten* (mittleren) planetarischen Druckfeld.

Die planetarische Zonalzirkulation (Dreizonenwindfeld am Boden, aufwärts zunehmender Westwind) entsteht und erhält sich durch den meridionalen Horizontal- und Gleitaustausch.

37. Austauschgradientwinde? Gegen diese Theorie des Horizontalaustausches könnte man denselben Einwand erheben wie gegen FERRELS Theorie der Rotationsmomenterhaltung [11], daß nämlich die meridionalen Austauschbewegungen von *Gradientwinden* getragen werden, daß also der „freie“ Weg der Austauschquanten *nicht* ein Trägheitskreisbogen ist, wie in Z. 33 und Abb. 18 angenommen wurde. Dieser Einwand ist jedoch *nicht zwingend*, weil alle diese Winde *nicht streng*, sondern *nur näherungsweise* Gradientwinde sind. Zieht man den strengen Gradientwind ab, so verbleibt immer noch ein hinreichender Restwind, um das Rotationsmoment meridional auszutauschen.

Dieser Einwand und seine Widerlegung beziehen sich auch auf den radial gerichteten Horizontalaustausch der *Zentralzyklone*, der von den Gradientwinden der Randstörungen getragen wird und (nach Z. 34) so behandelt werden darf, *als ob* die Erde um eine inmitten der Zentralzyklone errichtete vertikale Achse (Z in Abb. 18) rotiert, als ob es sich um eine „Zirkumpolarzyklone“ handelt.

In der Theorie des *weiträumigen* Horizontalaustausches wird die Existenz der Gradientwinde dadurch berücksichtigt, daß der Austauschkoeffizient des *Impulsaustausches* mehrere Zehnerpotenzen *kleiner* ist als derjenige des *Wärmeaustausches*. Die horizontalen Druckgradienten der meridional (in Zentralzyklonen radial) gerichteten Gradientwinde bewirken sozusagen nur eine *vorzeitige Vermischung der Impulse* (nicht der Massen): Im Meridionalaustausch überträgt die *Druckspannung* aus den *polwärts* fließenden Massen *ostwärts* gerichtete Impulse auf die benachbarte *äquatorwärts* strömende Luft, desgleichen aus dieser *westwärts* gerichtete Impulse auf den benachbarten *polwärts* bewegten Strom. Dabei handelt es sich stets um Impulse, die aus der Erhaltungstendenz des Rotationsmomentes gewonnen werden und deshalb darf man in der Austauschrechnung an Stelle der horizontalen Druckgradienten eine *vorzeitige Vermischung* setzen, *ohne* das Ergebnis zu fälschen. Dieser Sachverhalt wird ebenfalls demnächst in [9, Kap. XII] erläutert werden.

Auch im weiträumigen Gleit- und Horizontalaustausch ist (trotz Gradientwinden) das Rotationsmoment eine austauschbare Größe, wenn man beachtet, daß dabei der Wärmeaustauschkoeffizient ein bis zwei Zehnerpotenzen größer ist als der Impulsaustauschkoeffizient.

38. Gleichgewichtstheorie oder genetische Theorie? Ein anderer, gelegentlich geäußelter, aber nur auf *Mißverständnissen* beruhender Einwand geht vom *geostrophischen Gleichgewicht* aus und meint, die Gleit-austauschtheorie sei zur Erklärung der Zirkumpolarzyklone *nicht* notwendig, weil bereits das *planetarische Temperaturfeld* (tiefe Temperatur am Pol, hohe am Äquator) eine *hinreichende* (statische) Erklärung dafür liefert, daß die Isobarflächen in der *oberen Atmosphäre* polwärts abfallen [8, S. 18, Bild 7]. Demnach fordert bereits das *barische Windgesetz* den aufwärts zunehmenden Westwind. Dies ist zwar richtig, aber *nur* eine Gleichgewichtsaussage, welche sich ausschließlich auf die *Existenz*, nicht aber auf die *Entstehung* dieses Windsystems bezieht. Die Gleichgewichtstheorie gibt *keine* Auskunft über die Frage, wie der planetarische Gleichgewichtswind sich *verändert* (zunimmt oder abnimmt). Hierfür ist eine *genetische* Theorie unentbehrlich und diese leistet die Theorie des *Gleitaustausches*. Dasselbe gilt auch für Zentralzyklonen und Kaltlufttropfen: Wenn man ihr Temperaturfeld und ihr Druckfeld im Meeresniveau *voraussetzt*, so folgt bereits *statisch* (aus der barometrischen Höhenformel) die aufwärts zunehmende Neigung der Isobarflächen und aus dem barischen Windgesetz der *zyklonale geostrophische* Wind. Aber diese Gleichgewichtsbedingung gibt *keinen* Aufschluß, warum diese Kältemaschinen lange Zeit permanent weiterlaufen. Diese Tatsache kann nur *genetisch* erklärt werden. Insofern unterscheidet sich das *zyklogenetische* Problem vom Gleichgewichtsproblem.

Gleichgewichtsbedingungen können weder die Entstehung noch die Erhaltung der Zyklonen hinreichend erklären.

39. Die Frontalzonen (Z. 10) enthalten einen besonders starken und *konzentrierten* Strom am Rande der Zentralzyklonen oder der Zirkumpolarzyklone. Nach den vorangehenden Erörterungen müssen wir annehmen, daß dieser aufwärts stark zunehmende Frontalzonenwind *durch Gleitaustausch* entsteht. Es erhebt sich aber hier die *spezielle* Frage, *warum* die horizontalen Temperaturunterschiede der Troposphäre sich immer wieder in *schmalen* Frontalzonen *zusammendrängen*, statt sich auf *breite* Gebiete gleichmäßig zu verteilen; *warum* hier ein *starker* Strom durch *engen* Querschnitt fließt, statt sich zu verbreitern. Der zweite Hauptsatz der Thermodynamik besagt nämlich allgemein, daß die Energie sich *von selbst* soweit als möglich *verteilt*. Wenn man im Gegensatz dazu immer wieder beobachtet, wie sich die kinetische Energie in Frontalzonen *zusammenballt*, so müssen dafür besondere Gründe vorhanden sein.

Der Grund liegt, wie im folgenden klargelegt wird, in der *zweifachen* Gesetzmäßigkeit, die im vorangehenden Abschnitt 38 bereits erwähnt wurde: Einerseits gehorchen die atmosphärischen Felder dem *barischen Windgesetz* (Z. 5) und der *barometrischen Höhenformel*; beide zusammen bilden eine Art *Zwangsbedingung*. Andererseits können diese Felder ihre *Entstehung* durch Gleitaustausch nicht verleugnen.

Die erstgenannte Zwangsbedingung verlangt nach M. MARGULES [13] und G. STRÜVE [8, S. 44], daß die *vertikale Windschichtung* folgendermaßen vom *isobaren Temperaturgefälle* abhängt:

$$\frac{\partial v_y}{\partial z} = \frac{g}{l} \cdot \frac{1}{T} \cdot \frac{\partial T}{\partial x'}. \quad (31)$$

Dabei liegt die negative x' -Achse *isobar* (nicht streng horizontal) in Richtung des isobaren Temperaturgefälles, die y -Achse *horizontal* senkrecht zur x' -Achse und die z -Achse senkrecht auf beiden.

Ist die Zwangsbedingung (31) einmal *nicht* erfüllt, so wird sie schnellstens folgendermaßen wieder hergestellt: Wenn das isobare Temperaturgefälle *zu groß* ist, steigen die *warmen Massen auf* und sinken die *kalten herab*; durch adiabatische Temperaturänderung *vermindert* sich dabei das isobare Temperaturgefälle, bis es wieder die Gleichgewichtsbedingung (31) erfüllt. Wenn dagegen das isobare Temperaturgefälle *zu klein* ist, *sinken* die *warmen* und *steigen* die *kalten* Massen, bis das isobare Temperaturgefälle die Gleichgewichtsbedingung (31) erfüllt.

Diese Bedingung (31) läßt noch sehr *verschiedenartige* Möglichkeiten zu, aber, wenn man die Entstehung des Windfeldes durch *Gleitaustausch* annimmt, muß *in den Gleitflächen* ein *antizyklonaler Scherungsrotor* [8, S. 57] herrschen, der im Maximalfalle gleich $-l$ ist, jedoch nicht unbedingt seinen Maximalbetrag zu erreichen braucht. Vorsichtigerweise stecken wir die Grenzen sehr weit:

$$\frac{1}{4} l \leq -\frac{\partial v_y}{\partial \zeta} \leq l. \quad (32)$$

Hier steigt die negative ζ -Achse *in der Gleitfläche* nach der *kalten* Seite an mit dem flachen Neigungswinkel ψ gegen die Isobarflächen [14]:

$$\psi = -\frac{dz}{d\zeta} = \frac{\partial T / \partial x'}{\partial T / \partial z - dT/dz} \quad (33)$$

wobei dT/dz die *individuelle* (adiabatische) Temperaturänderung eines aufgleitenden Quantums und $\partial T / \partial z$ das *lokale* vertikale Temperaturgefälle meint.

Wenn man von einer eventuellen (hier unwesentlichen) Scherung des *horizontalen* Windfeldes absieht, so ergibt sich aus Ungl. (32) und Gl. (33):

$$\frac{l}{4} \cdot \frac{\partial T / \partial z - dT/dz}{\partial T / \partial x'} \leq \frac{\partial v_y}{\partial z} = -\frac{1}{\psi} \cdot \frac{\partial v_y}{\partial \zeta} \leq l \cdot \frac{\partial T / \partial z - dT/dz}{\partial T / \partial x'}. \quad (34)$$

Dann muß also *außer* der Gl. (31) noch die Ungl. (34) erfüllt sein. Setzen wir die Gl. (31) in Ungl. (34) ein, so ergibt sich [14]:

$$\frac{l}{2} \cdot \sqrt{\frac{T}{g} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial z} - \frac{dT}{dz} \right)} \leq \frac{\partial T}{\partial x'} \leq l \cdot \sqrt{\frac{T}{g} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial z} - \frac{dT}{dz} \right)} \quad (35)$$

und, wenn man hier die Gl. (31) einsetzt:

$$\frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{g}{T} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial z} - \frac{dT}{dz} \right)} \leq \frac{\partial v_y}{\partial z} \leq \sqrt{\frac{g}{T} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial z} - \frac{dT}{dz} \right)}. \quad (36)$$

Die normalen Zahlenwerte sind: $dT/dz = -0,01 \text{ } ^\circ\text{C/m}$ (für wolkenlose Austauschquanten); $\partial T/\partial z = -0,006 \text{ } ^\circ\text{C/m}$; $l = 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$; $g = 10 \text{ m/sec}^2$; $T \sim 250 \text{ } ^\circ\text{K}$. Daraus ergibt sich:

$$1,5 \leq \frac{\partial T}{\partial x'} \leq 3 \frac{^\circ\text{C}}{100 \text{ km}}; \quad 6 \leq \frac{\partial v_y}{\partial z} \leq 12 \frac{\text{m/sec}}{\text{km}}. \quad (37)$$

Diese Größen werden tatsächlich in Frontalzonen beobachtet. Deshalb darf man annehmen, daß der isentrope Gleitaustausch bei der Entstehung der Frontalzonenfelder eine entscheidende Rolle spielt.

Wo ein Windfeld durch isentropen Gleitaustausch entsteht, ergeben sich die charakteristischen Frontalzonenfelder: Starker isobarer Temperaturgradient und aufwärts stark zunehmender Wind auf schmalem Gebiet.

40. Dualismus. Selbstverständlich entsteht ein Gleitaustausch nur in *geneigten* Isentropenflächen. Der *Anstoß* zur Gleitbewegung zahlreicher Austauschquanten kann von der bodennahen *Turbulenz* ausgehen, besonders aber von *Konvektionsvorgängen*, die sich weit in die freie Troposphäre erstrecken. Da die Troposphäre *von unten* geheizt wird [9], besitzt sie eine Neigung zu *vertikalen* Austauschvorgängen, welche bei *stabiler* Schichtung in *Gleitbewegungen* umgelenkt werden. Ohne auf die (nicht genau bekannte) *Entstehung* des Gleitaustausches näher einzugehen, darf man voraussetzen, daß er mit *erheblicher* Stärke nur in *geneigten* Isentropenflächen und dort mit möglichst *steiler* Vorzugsrichtung auftritt. Desgleichen darf man annehmen, daß er in *steileren* Gleitflächen *stärker* ist als in *flacher* geneigten. Dann ist die *Entstehung der Frontalzone* ein *sich selbst verstärkender* Mechanismus: Wo zufällig oder großklimatisch eine (erhebliche) *Neigung* der Isentropenflächen auftritt, *verstärkt* der Gleitaustausch den vertikalen Windgradient $\partial v_y/\partial z$ und *stört* dadurch das anfänglich vorhandene Gleichgewicht der Gl. (31) in dem Sinne, daß nunmehr die *kälteren* Massen *aufsteigen* und die *wärmeren* daneben *herabsinken* (vgl. Z. 39). Hierdurch *verstärken* sich das isobare Temperaturgefälle $\partial T/\partial x'$ und die Neigung ψ der Isentropenflächen. In den *stärker* geneigten Gleitflächen wird dann auch der *Gleitaustausch* stärker und *vermehrt* wiederum den vertikalen Windgradient $\partial v_y/\partial z$ usw. Dieser Vorgang läuft solange, bis eine Annäherung an das „isentrope Austauschgleichgewicht“ $\partial v_y/\partial \zeta \rightarrow -l$ vollzogen ist. Unsere Ungl. (32) begnügt sich offenbar mit einer *unvollkommenen* Annäherung.

Dieser Mechanismus *verstärkt* also das isobare Temperaturgefälle $\partial T/\partial x'$ dort, wo es bereits erheblich ist und *schwächt* es dadurch in der *Umgebung*. Dasselbe gilt von dem vertikalen Windgradient $\partial v_y/\partial z$. So ergibt sich der im Wetterdienst bekannte *Stromfeldtypus* der Höhenwetterkarte: Schmale und starke *Frontalzonenströme* mit beiderseits mehr oder weniger *stagnierenden* Luftmassen. Desgleichen der bekannte *fronthaft*e Temperaturfeldtypus: Große Gebiete mit ungefähr *einheitlicher* Temperatur, voneinander getrennt durch *schmale Frontstreifen*. Die stagnierenden Massen mit isobar-einheitlicher Temperatur nennt man im Wetterdienst „Luftmassen“ bzw. „Wetterluftmassen“ und die „Wetter-

analyse“ bestimmt in der Wetterkarte die Lage der „Fronten“ bzw. „Frontalzonen“ als Grenzen dieser „Luftmassen“.

Durch den Gleitaaustausch entsteht das dualistische Temperatur- und Höhenwindfeld: Stagnierende „Luftmassen“ mit isobar-einheitlicher Temperatur, welche durch schmale Frontalzonen voneinander getrennt werden.

Doch ist selbstverständlich die Atmosphäre *nicht* so streng veranlagt, wie es nach der vorstehenden Schilderung den Anschein haben könnte. Es kommen auch *allmähliche* Temperaturübergänge vor und jede „Wetterluftmasse“ hat auch *innere* Temperaturunterschiede und Strömungen. Der Gleitaaustausch besitzt eben *nicht* überall so entscheidenden Einfluß wie in den Frontalzonen.

VI. Instabilität der Frontalzone.

41. Wellenlabilität. Wenn man einen Stein in einen ruhigen Teich wirft, entsteht eine Kreiswelle rund um den Einfall. Dabei ist der Bewegungsimpuls des hineinfallenden Steines *Urheber* der Welle. Wenn ein *Wind* über eine anfänglich *glatte* Wasserfläche streicht, so entstehen (bei einer bestimmten Mindest-Windgeschwindigkeit) *ebenfalls* Wellen. Diese beiden Vorgänge haben etwas *Gemeinsames* und einen *Unterschied*: Gemeinsam ist beiden, daß Wasser und Luft, übereinanderliegend, ein schwingungsfähiges System bilden (infolge der Schwerkraft); hierauf gründet sich die *Möglichkeit* der Wellen. *Verschieden* ist aber in beiden Fällen der *Anstoß* zur Wellenbildung: Im ersteren Falle leistet ein *von außen* hinzukommendes Ereignis, nämlich der fallende Stein, die Anstoßenergie. Im zweiten Falle dagegen entstehen die Wellen „spontan“ im System Wasser-Luft; die Energie der Wellen kommt dann aus der *Strömungsdifferenz* der beiden Flüssigkeiten.

Wasser und Luft sind miteinander im *Gleichgewicht*, wenn ihre Grenzfläche glatt und horizontal ist. Dieses Gleichgewicht ist *stabil*, solange sie nicht wesentlich gegeneinander *scheren*. Eine unendlich schwache Welle *bleibt* dann unendlich schwach, und es bedarf eines *starken* Anstoßes von außen, um *erhebliche* Wellen zu erzeugen, z. B. eines fallenden Steines.

Wenn aber Wasser und Luft *verschieden* strömen (gegeneinander schierend) und wenn ihre Geschwindigkeitsdifferenz eine gewisse Größe *überschreitet*, ist das Gleichgewicht *labil*, wie H. v. HELMHOLTZ [16] gezeigt hat. Dann wachsen *unendlich schwache* Wellen „spontan“ an bis zu *erheblicher* Größe ebenso, wie ein auf der Spitze balanzierender Bleistift „spontan“ umfällt, wenn sein *labiles* Gleichgewicht nur *unendlich wenig* gestört ist.

Dasselbe gilt für *alle* Gleichgewichtssysteme: Man nennt sie *stabil*, wenn eine *erhebliche* Störung nur durch eine *erhebliche Fremdeinwirkung* erzielt werden kann, *labil*, wenn eine *unendlich schwache* Störung „spontan“ anwächst zu *erheblicher* Stärke. Da *unendlich schwache* Störungen immer und überall auftreten (ohne daß man ihre Entstehung kennt), können also *labile* Gleichgewichtssysteme *nicht* bestehen; es ist z. B. unmöglich, einen Bleistift nur kurze Zeit auf seiner Spitze

zu balancieren. Der *labile* Gleichgewichtszustand kann also in *Wirklichkeit* nur *selten* und dann nur ganz *vorübergehend* auftreten. Aber die *Theorie* bedarf seiner, um zu erklären, daß die beobachtete „Störung“ *spontan* entsteht.

Nur *labile* Gleichgewichtssysteme ändern sich „spontan“, d. h. ohne *äußere Einwirkung*.

42. „Wellenstörung“. V. BJERKNES [3] meint, die Frontalzyklonen seien Grenzflächenwellen an der Grenze zweier verschieden strömender Luftmassen, analog den Meereswellen. Diese letzteren bestehen aus *vertikalen* Schwingungsbewegungen, in welchen die *Schwerkraft stabilisierende*, die *Scherung labilisierende* Wirkung hat. Wenn die letztere überwiegt, entstehen spontan Wellen. Die Bjerknessche Polarfrontwelle besteht im wesentlichen aus *horizontalen* Schwingungsbewegungen. Dabei hat die *Corioliskraft* (Ablenkungskraft der Erdrotation) *stabilisierende* und die *Scherung labilisierende* Wirkung. C. L. GODSKE [17] zeigt, daß die „Scherungslabilität“ stärker ist als die „Trägheitsstabilität“, wenn die Wellenlänge L etwa in folgenden Grenzen auftritt

$$\frac{\pi}{l} \cdot \Delta v \leq L \leq \frac{2\pi}{l} \cdot \Delta v. \quad (38)$$

Dabei ist die „Scherungslabilität“ an und für sich um so *stärker*, je *kürzer* die Wellenlänge L ist. Diese Grenzflächenwellen entstehen also *spontan*. Δv bedeutet den (horizontalen) Geschwindigkeitsunterschied der *frontparallelen* Strömungen beider Luftmassen. Setzt man mit C. L. GODSKE $\Delta v = 20$ m/sec ein, so ergibt Gl. (38) $600 \leq L \leq 1200$ km. Da der Zyklonendurchmesser eine *halbe* Wellenlänge beträgt, müßte nach Gl. (38) der Radius $\bar{r}$ einer entstehenden Zyklone mit $\Delta v = 20$ m/sec in den Grenzen $150 \leq \bar{r} \leq 300$ km auftreten.

Hierzu ist zweierlei zu bemerken: Erstens ist dieser Radius $\bar{r}$ bedeutend *kleiner* als der normalerweise beobachtete Radius einer entstehenden Frontalzyklone und zweitens bevorzugt *diese* Art Labilität *nicht* die *Zyklognese* gegenüber der *Antizyklognese*; die „Scherungslabilität“ hat nämlich mit der *Richtung* der Erdrotation *nichts* zu tun und die „Trägheitsstabilität“ bevorzugt eher *antizyklonalen* Umlauf. Aber man beobachtet oft in Frontalzonen die sogenannte „Wellenstörung“, eine schwache Wellenform der Stromlinien (über mehrere Perioden) mit der Wellenlänge 300 bis 1000 km. Diese Welle enthält abwechselnd zyklonale und antizyklonale Stromlinienkrümmung. Es läßt sich nun zwar von vornherein *nicht* entscheiden, ob aus solch einer „Wellenstörung“ hinterher eine Frontalzyklone werden kann, aber die Höhenwetterkarten zeigen oft solche „Wellenstörungen“ *ohne* nachfolgende Zyklognese.

Durch *Scherungslabilität* des Frontalzonensstroms entstehen die *kleinen* „Wellenstörungen“ mit der Wellenlänge 300 bis 1000 km, jedoch *direkt keine* Frontalzyklonen.

43. **Viererdruckfeld.** Das *weiträumige* Instabilitätsproblem der Frontalzonen besteht zunächst in ihrer Empfindlichkeit gegenüber einer *ganz speziellen* Störung, welche wir oben (Z. 12) „Viererdruckfeld“ genannt

haben. Es handelt sich dabei weder um eine „Grenzfläche“ noch um eine „Welle“ im landläufigen Sinn. Die punktierten Stromlinien der Abb. 9 zeigen vielmehr, daß die *beiden Ränder* der Frontalzone *gegeneinander* schwingen; hierdurch entsteht das „Einzugsgebiet“ *E*, das „Delta“ *D* und das gesamte „Viererdrukfeld“. Dieses Instabilitätsproblem ist also *anders* geartet als das der Meereswellen: Die „*ungestörte*“ Frontalzone laufe z. B. zwischen zwei Breitenkreisen (etwa 50° und 65°) rund um die Erde; ihre beiden Ränder sind in Abb. 9 gestrichelt gezeichnet. Aber diese „*ungestörte*“ Frontalzone ist *instabil* gegenüber der in Abb. 9 punktiert gezeichneten Störung, bestehend aus zwei *gegenläufigen* Wellen ihrer beiden Ränder. Diese Instabilität ist der Grund dafür, daß die völlig „*ungestörte*“ Polarfront-Frontalzone praktisch niemals beobachtet wird. Aber man findet Fälle mit *stärkerer* und solche mit *geringerer* Störung. Z. B. unsere Abb. 6 zeigt eine nur *wenig* gestörte Polarfront-Frontalzone.

Es ist nun zunächst die Frage, ob auch bei *dieser* speziellen (doppelten und gegenläufigen) „Frontalzonenwelle“ die „Scherungsstabilität“ als Urheberin in Frage kommt, ebenso wie bei den Meereswellen und den oben (Z. 42) erwähnten „Wellenstörungen“. *Dafür* spricht die Tatsache, daß *beide* Ränder der Frontalzone Scherung besitzen, der kalte Rand zyklonale, der warme Rand antizyklonale. *Dagegen* spricht aber die *Wellenlänge*, die bei *dieser* Welle fast immer *größer* als 3000 km ist. Vor allem aber würde die Scherungsstabilität allein *nicht* erklären, warum die beiden Ränder der Frontalzone *gegeneinander* schwingen. Die Scherungsstabilität kann dabei vielleicht *unterstützen*, jedoch sicher *nicht entscheidend* mitwirken.

Die *weiträumige* und *zyklogenetische* Labilität der Frontalzone ist also mit der Meereswellenanalogie *nicht* hinreichend erklärt; es handelt sich *nicht* um eine Grenzflächenwelle, sondern um ein *Viererdrukfeld*.

Frontalzone verhalten sich (unter gewissen Umständen) *instabil* gegenüber der als *Viererdrukfeld* erscheinenden *weiträumigen* Störung.

44. Massenverschiebung. Im Hochdruckgebiet liegt *mehr* Masse über der horizontalen Flächeneinheit als im Tiefdruckgebiet. Deshalb ist es sinnvoll, sich die *Entstehung* des Viererdrukfeldes so vorzustellen, daß aus den entstehenden *Tiefdruckgebieten* Masse *herausgezogen* und in die entstehenden *Hochdruckgebiete* *hineingesteckt* wird. Diese Masseverschiebung (in der *freien* Atmosphäre) ist auch für die *Erhaltung* des Viererdrukfeldes notwendig. Sonst würde der *bodennahe* Reibungswind dafür sorgen, daß die horizontalen Druckunterschiede *ausgeglichen* werden. In Abb. 12 sehen wir den Massenfluß der *freien* Troposphäre: Wir denken uns dieses (stationäre) Stromfeld Abb. 12 ins Delta der Abb. 3 (verkleinert) eingetragen und sehen in der *oberen* Troposphäre (ausgezogene Stromlinien der Abb. 12) die Massen aus dem nördlichen Tief *heraus-* und ins nördliche Hoch *hineinfließen*, in der *unteren* (freien) Troposphäre aus dem südlichen Tief *heraus* ins südliche Hoch *hinein* (außerdem die Vertikalzirkulation der „dritten Lösung“, Ziffer 20). Man sieht also hier direkt, daß die Frontalzyklone wie eine Pumpe wirkt und das *Viererdrukfeld* *aufpumpt* [10].

Bei der *Entstehung* des Viererdruckfeldes in einer „ungestörten“ Frontalzone ist noch *keine* Frontalzyklone vorhanden, und beobachten kann man diese Entstehung *nicht* oder nur sehr selten, weil der labile Gleichgewichtszustand einer „ungestörten“ Frontalzone kaum vorkommt. Dennoch ist es sinnvoll, sich die *Entstehung* des Viererdruckfeldes aus dem *labilen* Anfangszustand ähnlich vorzustellen mit einer *Masseverschiebung* aus den entstehenden Tiefdruckgebieten *heraus* in die entstehenden Hochdruckgebiete *hinein*; allerdings *nicht* mit *weiträumigen* Transportwegen wie in Abb. 12 (denn die Frontalzyklone ist noch nicht geboren), sondern *unmittelbar* durch eine *Gleichgewichtsstörung*:

In der *ungestörten* Frontalzone ist die schwerere Kaltluft mit der leichteren Warmluft im Gleichgewicht; der aufwärts zunehmende Strom der Frontalzone „stützt“ (mit seiner Corioliskraft) diese beiden Luftmassen gegeneinander. Aber, wenn dieser Strom zu fließen *nachläßt*, wenn der Windgradient $\partial v_y / \partial z$ in Gl. (31) *abnimmt*, *ohne* gleichzeitige Verminderung des isobaren Temperaturgefälles $\partial T / \partial x'$, wird das Gleichgewicht gestört und dann entsteht in einer *westöstlichen* Frontalzone eine *meridionale Vertikalzirkulation*, wie sie in Abb. 19 mit Pfeilen dargestellt ist: Die Kaltluft *K* stößt *unten* äquatorwärts vor, die Warmluft *W* *oben* polwärts. Gleichzeitig schwemmt aber der (zwar etwas geschwächte aber noch vorhandene) schnelle Frontalzonenumstrom *oberer* Schichten den *oberen* Ast dieser Zirkulation *schnell* ostwärts fort, während der *untere* Ast nur *wenig* ostwärts versetzt wird. Im *Endeffekt* geht also die *polwärts* gerichtete Masseverschiebung des *oberen* Asts bedeutend (zirka 1000 km) *weiter östlich* vor sich als die *äquatorwärts* gerichtete Masseverschiebung des *unteren* Asts.

Diesen Endeffekt können wir uns so vorstellen, *als ob* statt der zusammenhängenden Vertikalzirkulation der Abb. 19 *zwei voneinander getrennte* meridionale Masseverschiebungen nach Abb. 20 und 21 stattfinden, die eine *unten äquatorwärts* (Abb. 20), die andere (etwa 1000 km weiter östlich) *oben polwärts* (Abb. 21). Diese beiden Masseverschiebungen bewirken das *Viererdruckfeld*. Abb. 20 und 21 zeigen schematisch, wie Tropopause und Stratosphäre durch *Massezufuhr* gehoben, durch *Masseentziehung* *gesenkt* werden; die Hochdruckgebiete erhalten eine *hohe*, die Tiefdruckgebiete eine *niedrige* Tropopause.

Eine Gleichgewichtsstörung der Frontalzone durch Verminderung des vertikalen Windgefälles bewirkt die Entstehung des Viererdruckfeldes.

45. Feuchtlabilität. Wie kann nun diese Gleichgewichtsstörung *spontan* zustande kommen? Vielleicht durch Vertikalaustausch? Dieser würde nämlich *langsam* fließende Luftquanten aus unteren Schichten nach *oben* bringen und *schnell* strömende aus *oberen* Schichten nach *unten*.

Wenn eine *im Gleichgewicht* befindliche Frontalzone (Gl. 31) einen *feuchtilabilen* vertikalen Temperaturgradienten besitzt, bedarf es nur einer relativen Feuchtigkeit von nahezu 100%, um allenthalben *Cumulonimben* aufwachsen zu lassen, die einen sehr starken *gleichgewichtsstörenden* Vertikalaustausch tragen. Dieses einfache Modell würde zwar die *Spontanität* der Gleichgewichtsstörung (d. h. den *labilen* Charakter des An-

fangsgleichgewichts) erklären, es widerspricht aber insofern den Beobachtungen, als Cumulonimben in Frontalzonen *nur selten* vorkommen.

Warum ist nun *statische* Feuchtlabilität in Frontalzonen eine Seltenheit? Weil eine Frontalzone, wenn sie (durch Abkühlung von oben oder Erwärmung von unten, durch Steigerung des isobaren Temperatur-

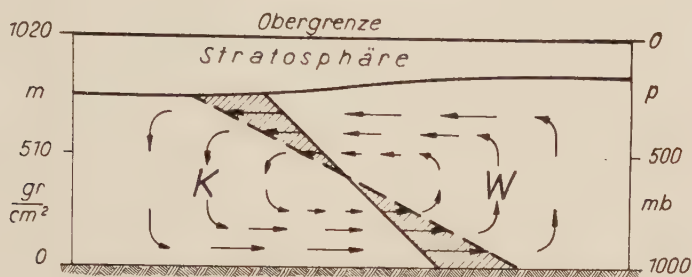


Abb. 19. Beginnende Vertikalzirkulation.

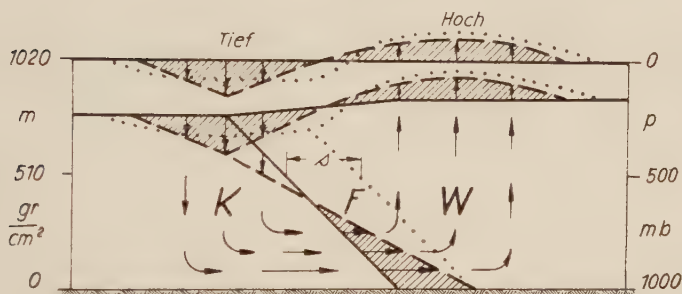


Abb. 20. Westlicher Meridianschnitt (Schnittlinie 32 in Abb. 9).

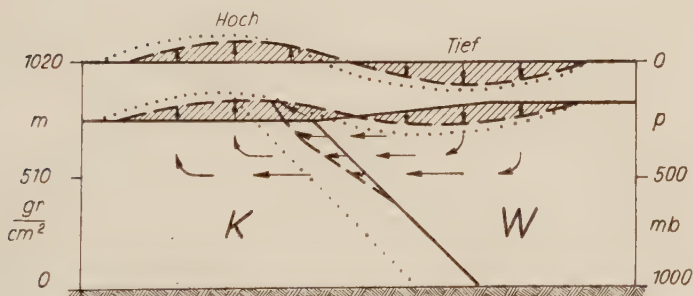


Abb. 21. Östlicher Meridianschnitt (Schnittlinie 33 in Abb. 9).

Abb. 19, 20, 21. Vertikalschnitte durch die gestörte Frontalzone, letztere der Einfachheit halber ersetzt durch eine sprunghafte Grenze zwischen der Kaltluft *K* und Wärmeluft *W*. Ordinate *m*: Masse (über dem Meeresniveau) einer vertikalen Luftsäule von 1 cm² Querschnitt. Ordinate *p*: Druckwert der Masse *m* in mb. Die Pfeile zeigen die infolge der Störung eintretende Zirkulation. Anfängliche Grenzen ausgezogen, spätere gestrichelt, noch spätere punktiert. Schraffierte Flächen geben die Größe der verschobenen Masse an.

gefälles oder des vertikalen Windgefälles) labilisiert wird, stets zuerst *geostrophisch-labil* wird, noch *ehe statische* Labilität auftritt [8, S. 79]. Aber die *geostrophische* Feuchtlabilität bewirkt in diesem Falle *dasselbe* wie die *statische* [8, S. 82].

Die Frontalzone entwickelt sich nämlich folgendermaßen: Zunächst *entsteht* das Frontalzonenfeld ($\partial T/\partial x'$ und $\partial v_y/\partial z$) durch *wolkenlosen* Gleitaustausch, also durch die Gleitbewegung in den *Trocken*isentrophenflächen, wie Z. 39 beschrieben. Dabei *vermehrten* sich das vertikale Windgefälle $\partial v_y/\partial z$ und das isobare Temperaturgefälle $\partial T/\partial x'$; der *Maximalwert* der Ungl. (35) und (36) wird erfahrungsgemäß *nicht* erreicht. Aber, wenn Gefällewerte $\partial T/\partial x'$ und $\partial v_y/\partial z$ im Intervall dieser Ungleichung zustande kommen, so sind diese Felder *geostrophisch-labil* für *Wolkenluft*-Austauschquanten, deren Gleitflächen (die *Feucht*isentrophenflächen) bedeutend *steiler* stehen als die *wolkenfreien* Gleitflächen (Trockenisentrophenflächen). Diese Feuchtlabilität zeigt sich in den Ungl. (35) und (36) dadurch an, daß ihre Zahlenwerte $\partial T/\partial x'$ und $\partial v_y/\partial z$ *wesentlich kleiner* ausfallen, wenn man für dT/dz nicht den *trocken*adiabatischen, sondern den *feucht*adiabatischen Wert einsetzt.

Der *wolkenlose* Gleitaustausch baut also zunächst die starken Felder $\partial T/\partial x'$ und $\partial v_y/\partial z$ auf. Diese Felder sind dann *geostrophisch-labil* für *Wolkenluft*quanten. Erst wenn hinreichend relative Feuchtigkeit (nahezu 100%) vorhanden ist (durch Verdunstung, Abkühlung usw.) entsteht ein starker Wolkenluftaustausch (in der Wetterkarte durch eine ausgedehnte Niederschlagsfront angezeigt) und dieser Wolken Austausch *vermindert* sehr plötzlich das Windgefälle $\partial v_y/\partial z$. So wird das Gleichgewicht der Frontalzone *gestört* und dadurch entsteht das Viererdruckfeld [8, S. 82].

Somit *entsteht* das Frontalzonenfeld *wolkenlos* und zeigt sich *labil* erst durch die *Bewölkung*. Doch schließt dieser grundsätzliche Sachverhalt selbstverständlich *nicht* aus, daß einzelne Wölkchen auch in *entstehenden* Frontalزونen vorkommen. Diese Wolken sind vielleicht sogar unentbehrlich, weil sie den *wolkenlosen* Gleitaustausch irgendwie anstoßen. Erst, wenn *weiträumige* Nimbusmassen dafür sorgen, daß der Wolken Austausch *bei weitem überwiegt*, tritt die Frontalzone in die „Störungsphase“.

Eine Instabilität der Frontalzone beruht auf geostrophischer Feuchtlabilität; der dadurch (bei hinreichender Feuchtigkeit) aufkommende Wolken-Gleitaustausch stört ihr Gleichgewicht.

46. Frontogenese. Charakteristischerweise *vermindert* sich die feuchtlabile Energie des Frontalzonenfeldes *zunächst nicht* durch die in Abb. 20 und 21 dargestellte Massenbewegung. Der Weg s (Abb. 20), um den die Massen vorrücken, ist zunächst *sehr kurz*, weil die Ablenkungskraft der Erdrotation ein *weites* Vorrücken verhindert und weil das Stromfeld sich dem Druckfeld anpaßt (Z. 5). Der „Druckeffekt“ [8, S. 87] wird dadurch stark *herabgesetzt*. Nur schrittweise kommt die Entstehung des Viererdruckfeldes voran [10]. Aber jede *Verstärkung* des Viererdruckfeldes führt zur *Verstärkung der* (geostrophischen) *Feuchtlabilität* in der

Frontalzone, weil im Einzugsgebiet (E in Abb. 9) feuchtwarme Massen von Süden und kalte von Norden zusammenfließen, wodurch sich das *isobare Temperaturgefälle* $\partial T / \partial x'$ der Frontalzone verstärkt. Auch der *vertikale Temperaturgradient* wird verstärkt infolge des Reibungswindes, der *in Bodennähe* warme Massen vom südlichen Hoch zum nördlichen Tief voranbringt. So wird die Frontalzone zur „Front“ (Frontgenese), ein Vorgang, den T. BERGERON [18] schon 1928 beschrieben hat.

Die geostrophische Feuchtlabilität der Frontalzone *vermehrt* sich also bei der „Frontgenese“. Dementsprechend wird auch der Wolken-Gleit-austausch und hierdurch die *Gleichgewichtsstörung* vermehrt. Dieser „frontgenetische“ Vorgang enthält eine spontane *Selbstverstärkung*, das charakteristische Kennzeichen der Labilität. Es wäre falsch, wenn man die Instabilität der Frontalzone *ausschließlich* in ihrer *geostrophischen* Austausch-Feuchtlabilität sehen wollte. Vielmehr zeigt die *Selbstverstärkung*, daß das *gesamte* System der Frontalzone sich instabil gegenüber der Bildung des Viererdruckfeldes verhält, und die „Frontgenese“ ist ein Merkmal dieser *übergeordneten* Instabilität des *ganzen* Systems, welche allerdings *nur dann* zur Geltung kommt, wenn die relative Feuchte für weit verbreitete Wolken und Niederschlagsbildung ausreicht.

Isobares Temperaturgefälle und vertikales Windgefälle der Frontalzone verschärfen sich mit der Entstehung des Viererdruckfeldes. Hierin offenbart sich die spezifische Labilität des Gesamtsystems gegenüber dieser speziellen Störung.

47. Zyklonaler Umsturz. Die vorstehend in Z. 44 bis 46 beschriebenen Austauschvorgänge und sonstigen Veränderungen enthalten noch keinen plötzlichen „Umsturz“ sondern nur *schwache* und *allmähliche* Massenverlagerungen. Aber sie leiten die Frontalzyklrogenese ein. Im „Delta“ des Viererdruckfeldes entsteht zunächst ein *schwacher* Kreiswirbel durch die in Z. 22 beschriebene „Deltadeformation“ und damit (nach Z. 28 bis 30) ein *schwaches* Druckminimum. Dieser Kreiswirbel enthält nun aber *geostrophische* Meridionalströmungen; auf der *Vorderseite* *polwärts*, auf der *Rückseite* *äquatorwärts*.

In der *unteren Troposphäre* fließen diese beiden Meridionalströme wesentlich *horizontal*: sie können sich vom Erdboden nicht ohne weiteres abheben. Da aber die warme Vorderseitenluft *Auftrieb*, die kalte Rückseitenluft *Abtrieb* hat, *dehnt* sich die erstere *vertikal* und *schrumpft* die letztere. Diese gewinnt also *horizontale* „Flächendehnung“ und somit *antizyklonalen* Rotor, jene *horizontale* „Flächenschrumpfung“ und somit *zyklonalen* Rotor (Z. 17). Der letztere fließt in die Frontalzyklone hinein, der erstere heraus, wie es bereits oben (Z. 20) als „dritte Lösung“ des Hauptproblems beschrieben wurde.

In der *oberen Troposphäre und Substratosphäre* fließen aber die Meridionalströme annähernd *isentrop*, auf der Rückseite *äquatorwärts* abgleitend, auf der Vorderseite *polwärts* aufgleitend. Dabei ist es wichtig, daß die (oberen) Isentropenflächen im Vertikalschnitt *äquatorwärts* *divergieren*, ähnlich wie in Abb. 11 die Feuchtisentropenflächen. Deshalb müssen die *äquatorwärts* abgleitenden (oberen) Rückseitenmassen sich

vertikal dehnen und horizontal schrumpfen. Sie gewinnen also zyklonalen Rotor und fließen mit der ihnen eigenen schnellen Westdrift in die Frontalzyklone hinein. Dagegen schrumpfen die (oberen) Vorderseitenmassen vertikal, indem sie polwärts aufgleiten, und dehnen sich horizontal; gewinnen also antizyklonalen Rotor und fließen ostwärts aus der Frontalzyklone heraus.

Nachdem so die Deltazyklone geboren ist, wird die „dritte Lösung“ des Hauptproblems (Z. 20) zum *wesentlichen* zyklogenetischen Element: In allen Schichten der Troposphäre und Substratosphäre fließen die zyklonalen Rotoren in die Frontalzyklone hinein und verstärken den Wirbel und das Druckminimum. Hierdurch wird wiederum der Zufluß zyklonaler Rotoren verstärkt usw. Dieser *sich selbst verstärkende* Mechanismus bewirkt den plötzlichen „zyklonalen Umsturz“; er wird durch die Wolkenbildung auf der Vorderseite erheblich unterstützt, denn die dabei frei werdende *Verdampfungswärme* liefert im wesentlichen den Auftrieb der *unteren* Vorderseitenmassen, wie E. KLEINSCHMIDT (junior) kürzlich nachgewiesen hat [23].

Die plötzliche und kräftige Entstehung einer Frontalzyklone entspricht auf der Vorderseite einem zyklogenetischen, auf der Rückseite einem antizyklogenetischen Ferrel-Modell (Abb. 14). Beide Modelle vereinigen ihre zyklonalen Rotoren übereinander, während die antizyklonalen Rotoren (oben ostwärts und unten westwärts) ausgeschieden werden.

VII. Große Zirkulationszellen.

48. Ausweitung. Bei der Entstehung des Viererdruckfeldes wird zunächst nur ein *kleiner* Teil der in Z. 44 geschilderten Massenverschiebung zum Aufbau der Hoch- und Tiefdruckgebiete genutzt. Hier handelt es sich nämlich um einen Vorgang ähnlich unserem Gedankenexperiment *B* (Z. 24); der *größte* Teil des statischen („primären“) Druckeffekts [8, S. 86] geht durch die Entstehung des *geostrophischen Windes* wieder verloren. Dabei fließt beinahe ebensoviel Masse, wie von der Frontalzone her in das entstehende Hochdruckgebiet hinein „verschoben“ wird, an den *anderen* Rändern dieses Hochdruckgebietes wieder *heraus*. Desgleichen nehmen die Tiefdruckgebiete beinahe ebensoviel Masse über den anderen Rand *herein*. So bleibt für den Aufbau des Viererdruckfeldes nur ein *kleiner* Prozentsatz derjenigen Massen übrig, die durch die Gleichgewichtsstörung der Frontalzone verschoben werden. Charakteristischerweise ist aber dieser Prozentsatz um so *größer*, je *weiträumiger* das Viererdruckfeld ist (proportional dem *Quadrat* des Durchmessers). Dieses Feld *wächst* also *spontan* an: Die Massen, welche von der Frontalzone ins Hochdruckgebiet *hinein* verschoben werden, fließen spontan *auseinander* und *verbreitern* dadurch das Hochdruckgebiet; desgleichen *entzieht* das entstehende Tiefdruckgebiet seiner *Umgebung* Masse und *vermehrt* dadurch seine *Größe* auf Kosten seiner Tiefe.

So verläuft jedenfalls der Aufbau des Viererdruckfeldes, solange der Gleitaustausch *nicht* wesentlich mitwirkt. Unsere Betrachtungen des

Kapitels V zeigen aber, daß die Zentralzyklone, die hier als Glied des Viererdruckfeldes auftritt, vom *Gleitaustausch* abhängig ist. Deshalb muß man wohl annehmen, daß das geostrophische Windfeld der Viererdruckfelder *nicht* ausschließlich durch ihre Ausweitung, sondern auch wesentlich durch Gleit- und Horizontalaustausch entsteht. Wahrscheinlich ist hierdurch die Größendimension bestimmt, bis zu welcher die Ausweitung der Viererdruckfelder fortschreitet. Charakteristischweise ist nämlich das *Temperaturfeld* der Viererdruckfelder so beschaffen, daß die Tiefdruckgebiete *kälter* sind als die Hochdruckgebiete, wenn man sie in derselben geographischen Breite vergleicht. So kann also das geostrophisch zugehörige Stromfeld durch Gleitaustausch entstehen, wie in Kapitel V beschrieben.

Das Viererdruckfeld weitet sich bei seiner Entstehung schnell aus, während das zugehörige geostrophische Windfeld (durch Ausweitung und Gleitaustausch) gebildet wird.

49. Zellularzirkulation. T. BERGERON [19] hat gezeigt, daß Viererdruckfelder auch in den beobachteten *großklimatischen Mittelwerten* eine Rolle spielen. Es gibt *große* Gebiete mit überwiegend tiefem Druck und solche mit überwiegend hohem Druck in *schachbrettartiger* Anordnung, ebenso wie die *synoptisch* beobachteten Viererdruckfelder, nur wesentlich *größer*. Wenn man die nördliche Halbkugel in Schachbrettfelder teilt durch die Breitenkreise 40° und 70° und die Längengrade 0°, 60°, 120° usw., so liegt in jedem dieser Felder ein großklimatisches Hoch- oder Tiefdruckgebiet, und zwar *im Winter ein Hoch* dort, wo *im Sommer ein Tief* liegt und umgekehrt [9]. Dieses sind sozusagen *permanente „Zellen“ der Horizontalzirkulation*. Zwischen diesen Zellen gibt es großklimatische „Frontalzonen“ auf der Südseite einer Tiefdruckzelle und Nordseite einer Hochdruckzelle, desgleichen Einzugsgebiete und Delta wie im synoptischen Viererdruckfeld. Diese *großklimatischen Frontalzonen* sind die *Hauptentstehungsgebiete* der Zyklonen, auch hier überwiegend *am kalten Rand* in der Nähe des Deltas. Es scheint, als ob diese Zellen die *maximal mögliche Ausweitung* der Viererdruckfelder darstellen, als ob die Frontalzyklonen diese großen Hoch- und Tiefdruckzellen immer wieder von neuem „aufpumpen“.

Der zellulare Charakter der allgemeinen Zirkulation beruht wahrscheinlich auf der Pumpwirkung der Frontalzyklonen.

50. Langfristige Wettervorhersage. Der Verfasser meint, daß die Erforschung der weiträumigen Austauschwirkungen *nicht* nur von *theoretischem* Interesse ist. Der von T. BERGERON aufgedeckte Zusammenhang großklimatischer Zellularzirkulationen mit der Zyklognese beruht offenbar auf *Wechselwirkung*. Zweifellos bestimmen die großen „Zellen“ die Lage der zyklogenetischen Hauptgebiete, wahrscheinlich bestimmt sich aber auch umgekehrt die Lage der Zellen durch die *geographische Konfiguration der Erdoberfläche*. Ob sie die Troposphäre erwärmt oder abkühlt, ob viel oder wenig Wasser verdunstet, ob kalte und warme Meeresströmungen hart aneinandergrenzen, alles dies ist wichtig für die großklimatische Zyklognese und beeinflußt dadurch die geographische

Lage der großen Zirkulationszellen. Die gröbste und unmißverständliche Wirkung dieser Art ist *monsunhaft*: Im Sommer zeigen die Tiefdruckzellen eine Vorliebe für das Festland, die Hochdruckzellen für das Meer, im Winter umgekehrt. Offenbar spielt die Wärmezufuhr von der Erdoberfläche eine entscheidende Rolle. Sicherlich wird man durch Beachtung der „Austauschzyklogenese“ gerade in den *weiträumigen* und *langfristigen* Problemen vorankommen. Denn, je *größer* die betrachteten Felder sind, um so *weniger* darf man vergessen, daß die Troposphäre nur eine *relativ dünne* Gashaut über der festen und flüssigen Erde ist. Angesichts dieser Tatsache kann es eigentlich *nicht* überraschen, daß die weiträumigen Strömungen in dieser Gashaut durch ihre *Reibung* am festen und flüssigen Erdkörper wesentlich beeinflußt werden. Je mehr wir diese weiträumigen Strömungen beherrschen, um so näher kommen wir der Langfristwettervorhersage.

Literaturverzeichnis.

1. FERREL, W.: A popular treatise of the winds. New York 1890.
2. EXNER, F. M.: Dynamische Meteorologie. Wien 1925.
3. BJERKNES, V.: Geof. Publ. II, Nr. 4 (1921) und Physikalische Hydrodynamik. Berlin 1933.
4. DEFANT, A.: Wiener Akadem. S.-Ber. 135, 357 (1926).
5. STÜVE, G.: Beitr. Phys. fr. Atm. 13, 23 (1926).
6. PALMÉN, E.: Beitr. Phys. fr. Atm. 17, 102 (1931); 19, 55 (1933).
7. SCHERHAG, R.: Beitr. Phys. fr. Atm. 24, 122 (1937); Meteorol. Z. 1937, 466; Wetteranalyse und Wetterprognose. J. Springer, Berlin/Göttingen/Heidelberg 1948.
8. RAETHJEN, P.: Kurzer Abriß der Meteorologie, Teil I. Wolfenbütteler Verlagsanstalt, 1947.
9. RAETHJEN, P.: Kurzer Abriß der Meteorologie, Teil II. Wolfenbütteler Verlagsanstalt. Wird voraussichtlich 1950 erscheinen.
10. RAETHJEN, P.: Dynamik der Zyklonen. Wolfenbütteler Verlagsanstalt. Wird voraussichtlich 1950 erscheinen.
11. FERREL, W.: Amer. J. Sci. 1861; Prof. papers signal service XII. Washington 1882.
12. BJERKNES, V.: Meteorol. Z. 1900, 97, 145; 1902, 97.
13. MARGULES, M.: Meteorol. Z. Hann-Band 1906, 243.
14. RAETHJEN, P.: Einführung in die Physik der Atmosphäre. II, 118, Gl. (32) und 187, Gl. (119b). Leipzig 1942.
15. HANN, J. v.: Meteorol. Z. 1890, 228.
16. HELMHOLTZ, H. v.: S. Ber. Akad. Wiss. Berlin 1890, 853.
17. GODSKE, C. L.: Meteorol. Z. 1936, 445.
18. BERGERON, T.: Geofys. Publ. V, Nr. 6 (1928).
19. BERGERON, T.: Meteorol. Z. 1930, 246.
20. KRUHL, H.: Z. Meteorol. 1948, 13.
21. RAETHJEN, P.: Meteorol. Z. 1937, 207.
22. RAETHJEN, P.: Über die gegenseitige Adaptation von Druckfeld und Stromfeld. Erscheint demnächst in dieser Zeitschrift.
23. KLEINSCHMIDT, E.: Über Aufbau und Entstehung der Zyklonen. Vortrag vom 9. Februar 1949 in Hamburg. Erscheint voraussichtlich in den Mitteilungen des Göttinger Instituts für Strömungsforschung.

(Institut Royal Météorologique de Belgique.)

Le principe d'extremum et la stabilité de certains états de mouvement de l'air atmosphérique.¹

Par

Jacques van Mieghem, Uccle.

Résumé. Une particule qui ne subit que des transformations adiabatiques, occupe sa position d'équilibre au sein d'une masse d'air en équilibre hydrostatique, lorsque la somme S de son enthalpie spécifique et de son énergie potentielle par unité de masse est extremum. Suivant que cet extremum est un minimum ou un maximum, l'état d'équilibre hydrostatique est stable ou instable. On peut généraliser cette proposition au cas de l'état de mouvement géostrophique, à condition d'ajouter, à la somme S , l'énergie cinétique longitudinale, par unité de masse, de la particule. On peut étendre immédiatement ce dernier résultat au cas du tourbillon circulaire permanent.

Zusammenfassung. Ein Luftpartikelchen, das ausschließlich adiabatischen Zustandsänderungen unterliegt, nimmt seine Gleichgewichtslage im Innern einer im hydrostatischen Gleichgewicht befindlichen Luftmasse ein, wenn die Summe S seiner spezifischen Enthalpie und seiner potentiellen Energie in der Masseneinheit ein Extrem wird; je nachdem dieses Extrem ein Minimum oder ein Maximum ist, ist das hydrostatische Gleichgewicht stabil oder instabil. Diese Forderung läßt sich für den Fall der geostrophischen Bewegung verallgemeinern, indem man zur Summe S die kinetische Longitudinalenergie der Partikel (je Maßeinheit) addiert. Dieses letztere Resultat läßt sich unmittelbar auf den Fall des permanenten Kreiswirbels ausdehnen.

Summary. A particle of air which undergoes but adiabatic changes of state occupies its position of equilibrium inside a mass of air in hydrostatic equilibrium if the sum S of its specific enthalpy and of its potential energy per unit of mass assumes an extreme value. According as this extreme is a minimum or a maximum the state of hydrostatic equilibrium is stable or unstable. This postulate can be generalized in case of geostrophic state of motion on condition that the kinetic longitudinal energy of the particle per unit of mass is added to the sum S . This last result can be immediately extended on the case of a permanent circular vortex.

¹ Communication présentée à l'Association de Météorologie, Huitième Assemblée Générale de l'U. G. G. I., Oslo, août 1948.

1. *L'enthalpie spécifique de l'air soumis à des transformations adiabatiques.* Considérons une particule d'air dont l'état physique à l'instant t_0 est défini par les valeurs T_0 et p_0 de la température absolue et de la pression et à l'instant $t > t_0$, par les valeurs T et p des mêmes variables. Admettons que cette particule ne subisse que des transformations adiabatiques, alors

$$(relation\ d'adiabaticité) \quad \Theta = \Theta_0 \quad (1)$$

$$\text{où } \Theta_0 = T_0 \left(\frac{P}{p_0} \right)^{R/c_p} \quad \text{et } \Theta = T \left(\frac{P}{p} \right)^{R/c_p} \quad (\text{avec } P = 100 \text{ cb}),$$

désignent les températures potentielles de la particule aux instants t_0 et t . Comme d'habitude, R et c_p représentent la constante spécifique et la chaleur spécifique à pression constante de l'air. Ensuite, avec EXNER, posons

$$\Pi_0 = c_p \left(\frac{p_0}{P} \right)^{R/c_p}, \quad \Pi = c_p \left(\frac{p}{P} \right)^{R/c_p},$$

et remarquons que, grâce à (1), on a

$$\Theta_0 \Pi = c_p T_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^{R/c_p} = c_p T.$$

Il en résulte que l'enthalpie spécifique

$$h = c_p T + C^{\text{ste}} \quad (2)$$

de la particule d'air envisagée à l'instant quelconque t , s'écrit

$$h = \Theta_0 \Pi + C^{\text{ste}}. \quad (2')$$

La constante additive au second membre des formules (2) et (2') peut être supposée nulle à condition d'admettre, ce qui se fait souvent en météorologie, que l'enthalpie s'annule avec la température absolue T .

2. *Etat d'équilibre hydrostatatique.* Envisageons maintenant une masse d'air en état d'équilibre hydrostatatique et, au sein de cette masse, une particule en équilibre, occupant la position du point O .

Soient p_0 , T_0 et Θ_0 la pression, la température absolue et la température potentielle de l'air en ce point. Alors, en tout point de la verticale de O , l'équation de l'équilibre hydrostatatique est vérifiée; on a

$$\Theta \frac{\partial \Pi}{\partial z} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} = \Theta \frac{\partial \Pi}{\partial z} + g = 0, \quad (3)$$

où Φ désigne le géopotentiel et g la pesanteur, l'axe Oz étant la verticale ascendante du point O .

Ensuite, à l'instant t_0 , donnons à la particule en O une impulsion verticale; dès lors, la particule se meut sur la verticale du point O , et à l'instant $t > t_0$, elle occupe la position du point P de cette verticale. Par hypothèse, le mouvement de la particule perturbée est un mouvement d'inertie (absence de pression de perturbation en variables d'EULER) et les transformations qu'elle subit, sont adiabatiques; la particule conserve donc la température potentielle Θ_0 qu'elle avait au point O .

Désignons par v_z la vitesse verticale de la particule perturbée en P à l'instant t ; on a

$$v_z = \frac{dz}{dt},$$

où $z = OP$, la cote z du point P par rapport au point O , étant comptée positivement dans le sens de la verticale ascendante. Alors, le mouvement de la particule perturbée P est défini par l'équation de perturbation

$$\frac{dv_z}{dt} + \Theta_0 \frac{\partial \Pi}{\partial z} + \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

et par les conditions initiales

$$z = 0 \text{ et } v_z = v_z^0, \text{ pour } t = t_0. \quad (4')$$

Notons que la vitesse initiale v_z^0 dépend de l'impulsion initiale et rappelons que les fonctions Π et Φ ne dépendent que de la variable z . Éliminons $\frac{\partial \Pi}{\partial z}$ entre les équations (3) et (4); d'où

$$\frac{dv_z}{dt} = g \frac{\Theta_0 - \Theta}{\Theta} = - \left(\frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right)_0 z, \quad (5)$$

en admettant que la perturbation de la particule envisagée soit petite. L'indice 0 sert à rappeler qu'il faut prendre la valeur en O de la grandeur qui en est affectée.

Cela étant, l'équilibre hydrostatique au point O sera stable ou instable suivant que le déplacement vertical $z = OP$ de la particule située en ce point et la force verticale, par unité de masse,

$$f_z = - \left(\frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right)_0 z \quad (6)$$

que le milieu ambiant applique à la particule déplacée, sont de sens contraires ou de même sens, c'est-à-dire suivant que

$$f_z \cdot z = - \left(\frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right)_0 z^2 < \text{ou} > 0, \quad (7)$$

ou encore, suivant que

$$\frac{\partial \Theta}{\partial z} > 0 \text{ ou } < 0,$$

au point O .

Nous retrouvons donc bien les critères classiques de la stabilité et de l'instabilité de la répartition massique verticale de l'air en équilibre hydrostatique.

Ensuite, multiplions les deux membres de (5) par dz ; on trouve

$$\frac{1}{2} d(v_z)^2 = f_z dz = - \left(\frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right)_0 z dz; \quad (8)$$

d'où, en intégrant,

$$\frac{1}{2} (v_z)^2 - \frac{1}{2} (v_z^0)^2 = - \frac{1}{2} \left(\frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right)_0 z^2, \quad (8')$$

compte tenu des conditions initiales (4'). Par conséquent, suivant que l'équilibre hydrostatique en O est stable ou instable, l'énergie cinétique

de la particule déplacée verticalement décroît ou croît au cours de ce déplacement. Dans le cas de la stabilité, la force f_z effectue un travail négatif et le milieu ambiant doit fournir de l'énergie à la particule en équilibre en O pour qu'elle puisse se déplacer verticalement de O en P ; par contre, dans le cas de l'instabilité, la force f_z effectue un travail positif et la particule en équilibre en O fournit de l'énergie au milieu ambiant lorsqu'elle se déplace verticalement de O en P . Cette énergie ainsi libérée par unité de masse, par une particule déplacée verticalement au sein d'une masse d'air en équilibre hydrostatique, n'est autre que de l'énergie d'instabilité. L'énergie d'instabilité, par unité de masse E_0 , latente au point O , pour un déplacement vertical de la particule située en ce point, est exprimée par le travail qu'elle effectue au cours de ce déplacement, la force verticale par unité de masse, exercée par le milieu ambiant sur la particule déplacée; d'où

$$E_0 = -\frac{1}{2} \left(\frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right)_0 z^2.$$

Dès lors, l'équilibre hydrostatique en un point quelconque O , pour un déplacement vertical de la particule située en ce point, est stable ou instable suivant que l'énergie d'instabilité E_0 libérée par unité de masse, par cette particule, au cours de ce déplacement, est négative ou positive, c'est-à-dire suivant que

$$E_0 < 0 \text{ ou } > 0.$$

Enfin, l'accroissement d'énergie cinétique que subit, par unité de masse, la particule déplacée verticalement du point O au point P , est égal à l'énergie d'instabilité libérée au cours du déplacement OP et on a

$$\frac{1}{2} (v_z)^2 - \frac{1}{2} (v_z^0)^2 = E_0. \quad (8'')$$

Reportons-nous maintenant à l'équation (4). En la multipliant par v_z on obtient une expression différentielle immédiatement intégrable; d'où, l'intégrale première de l'équation du mouvement de la particule perturbée

$$\frac{1}{2} (v_z)^2 + \Theta_0 \Pi + \Phi = C^{\text{ste}}. \quad (9)$$

Posons

$$S(z) = \Theta_0 \Pi + \Phi,$$

où $S(z)$ désigne la somme de l'enthalpie spécifique $\Theta_0 \Pi$ et de l'énergie potentielle Φ par unité de masse, de la particule déplacée en P . Alors, grâce aux conditions initiales (4') et à l'équation (8'), la relation (9) devient

$$S(z) - S(0) = \frac{1}{2} \left(\frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right)_0 z^2. \quad (9')$$

Mais, en (5), nous avons supposé que la perturbation de la particule envisagée était petite, de sorte que le second membre de (9') ne constitue en fait que le premier terme du développement en série de TAYLOR de la différence $S(z) - S(0)$ et par suite

$$S(z) = S(0) + \frac{1}{2} \left(\frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right)_0 z^2 + \dots; \quad (10)$$

d'où

$$\left(\frac{dS}{dz}\right)_0 = 0 \quad \text{et} \quad \left(\frac{d^2S}{dz^2}\right)_0 = \left(\frac{g}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial z}\right)_0. \quad (10')$$

Il en résulte qu'une particule P au sein d'une masse d'air en équilibre hydrostatique occupe sa position d'équilibre O lorsque la somme de son enthalpie spécifique et de son énergie potentielle par unité de masse, est extremum $\left[\left(\frac{dS}{dz}\right) = 0\right]$. Suivant que cet extremum est un minimum $\left[\left(\frac{d^2S}{dz^2}\right)_0 > 0\right]$ ou un maximum $\left[\left(\frac{d^2S}{dz^2}\right)_0 < 0\right]$, l'équilibre hydrostatique en O est stable $\left[\left(\frac{\partial \Theta}{\partial z}\right)_0 > 0\right]$ ou instable $\left[\left(\frac{\partial \Theta}{\partial z}\right)_0 < 0\right]$.

Grâce à la méthode des perturbations, nous avons ainsi établi que l'équilibre hydrostatique de l'atmosphère par rapport à la Terre satisfait à un principe d'extremum. La même méthode permet de montrer qu'il en est de même de l'état de mouvement géostrophique de l'air.

3. *État d'équilibre hydrodynamique.* Envisageons ensuite une masse d'air en état de mouvement géostrophique et au sein de cette masse, une particule entraînée par le courant géostrophique $\vec{u}$, occupant à l'instant quelconque t_0 la position du point O , choisi arbitrairement. D'après E. KLEINSCHMIDT [1], la masse d'air et la particule située en O , à l'instant t_0 , sont en équilibre hydrodynamique. Dans ce cas, les surfaces isobares $p = C^{\text{ste}}$ et les surfaces isentropiques $\Theta = C^{\text{ste}}$ sont des surfaces cylindriques à génératrices horizontales, parallèles au courant géostrophique; quant aux surfaces de niveau du champ de la pesanteur, elles seront supposées être des plans parallèles au plan horizontal du point O . Rapportons le mouvement de la masse d'air à un trièdre trirectangle dextrogyre $Oxyz$, fixe par rapport à la Terre, dont l'axe Ox est dirigé dans le sens du courant géostrophique et dont l'axe Oz est dirigé vers le zénith du point O . Dans ce trièdre, on a donc

$$\begin{aligned} \vec{u} (u_x \equiv u(y, z), \quad u_y \equiv u_z \equiv 0), \quad p \equiv p(y, z), \quad \Pi \equiv \Pi(y, z), \\ \Theta \equiv \Theta(y, z), \quad \Phi \equiv \Phi(z), \end{aligned} \quad (11)$$

et par suite, les équations de l'équilibre hydrodynamique prennent la forme

$$\left. \begin{aligned} 2\omega_z u &= -\Theta \frac{\partial \Pi}{\partial y}, \\ -2\omega_y u &= -\Theta \frac{\partial \Pi}{\partial z} - \frac{\partial \Phi}{\partial z}; \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

d'où, la condition d'équilibre,

$$2\omega_y \frac{\partial u}{\partial y} + 2\omega_z \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial \Theta}{\partial y} \frac{\partial \Pi}{\partial z} - \frac{\partial \Theta}{\partial z} \frac{\partial \Pi}{\partial y}, \quad (12a)$$

($\omega_x, \omega_y, \omega_z$) étant les composantes coordonnées de la rotation de la Terre $\vec{\omega}$.

Pour faciliter le langage, nous dirons que toute orientation parallèle au courant géostrophique $\vec{u}$ est *longitudinale* et que toute orientation perpendiculaire à ce courant est *transversale*.

Cela étant, en l'absence de tout champ barique perturbateur, communiquons à l'instant t_0 , une impulsion transversale à la particule située en O à cet instant et négligeons les effets de frottement, de conductibilité thermique et de rayonnement sur la particule ainsi perturbée. Il en résulte pour celle-ci un mouvement d'inertie au cours duquel elle ne subit que des transformations adiabatiques; elle conserve donc la température potentielle Θ_0 qu'elle avait au point O . Soient $P(x, y, z)$ la position occupée par la particule perturbée à l'instant $t > t_0$, $\vec{v}(v_x, v_y, v_z)$ la vitesse de la particule perturbée P par rapport au courant géostrophique $\vec{u}$ en P à l'instant t et $\vec{V}(V_x, V_y, V_z)$ la vitesse de cette même particule par rapport à la Terre, au même instant; alors, on a

$$V_x \equiv \frac{dx}{dt} = u + v_x, \quad V_y \equiv \frac{dy}{dt} = v_y, \quad V_z \equiv \frac{dz}{dt} = v_z, \quad (13)$$

où l'opérateur $\frac{d}{dt}$ représente la dérivation pour le temps t dans un système de référence $Oxyz$ fixe par rapport à la Terre. Dans ces conditions le mouvement de la particule perturbée P par rapport à la Terre est défini par les équations

$$\left. \begin{aligned} \frac{dV_x}{dt} + 2\omega_y V_z - 2\omega_z V_y &= 0, \\ \frac{dV_y}{dt} + 2\omega_z V_x - 2\omega_x V_z &= -\Theta_0 \frac{\partial \Pi}{\partial y}, \\ \frac{dV_z}{dt} + 2\omega_x V_y - 2\omega_y V_x &= -\Theta_0 \frac{\partial \Pi}{\partial z} - \frac{\partial \Phi}{\partial z}, \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

et par les conditions initiales

$$x = y = z = 0 \text{ et } V_x = V_x^0 = u_0 = u(0, 0), \quad V_y = v_y^0, \quad V_z = v_z^0, \quad (14')$$

pour $t = t_0$. Notons que les composantes transversales v_y^0 et v_z^0 de la vitesse initiale dépendent de l'impulsion initiale.

Remarquons que si, à l'instant t_0 , nous communiquons la même impulsion transversale à toutes les particules qui occupent, à cet instant, les points de l'axe Ox , toutes ces particules seront animées du même mouvement d'inertie adiabatique (14). Il est donc naturel de décomposer le mouvement d'équation (14) en un mouvement longitudinal, parallèle au courant géostrophique $\vec{u}$ et en un mouvement transversal, perpendiculaire à ce courant. Ainsi, le vecteur $\vec{OP'}$, P' étant la projection orthogonale de P sur le plan Oyz , est la composante transversale du déplacement $\vec{OP}(x, y, z)$ et le vecteur $\vec{OP''}$, P'' étant la projection orthogonale de P sur l'axe Ox , la composante longitudinale de ce déplacement.

L'équation différentielle du mouvement longitudinal de la particule perturbée P (c'est-à-dire du mouvement du point P''), n'est autre que la première équation (14); celle-ci prend, grâce à (13), une forme immédiatement intégrable,

$$dV_x = d(u + v_x) = 2\omega_z dy - 2\omega_y dz;$$

d'où, en vertu des conditions initiales (14'),

$$V_x = u + v_x = u_0 + 2 \omega_z y - 2 \omega_y z. \quad (15)$$

La perturbation de la particule envisagée étant supposée petite, on a $u = u_0 + \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_0 y + \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)_0 z$ et par suite,

$$v_x = \left(2 \omega_z - \frac{\partial u}{\partial y}\right)_0 y - \left(2 \omega_y + \frac{\partial u}{\partial z}\right)_0 z. \quad (15')$$

L'indice ⁰ sert à rappeler qu'il faut remplacer les grandeurs entre parenthèses par leur valeur au point *O*.

Ensuite, remplaçons dans les deux dernières équations (14), V_x , V_y , V_z et $\omega_z u$, $\omega_y u$ par leurs valeurs (13) et (12) et Θ par $\Theta_0 + \left(\frac{\partial \Theta}{\partial y}\right)_0 y + \left(\frac{\partial \Theta}{\partial z}\right)_0 z$; d'où, les équations différentielles du mouvement transversal de la particule perturbée *P* (c'est-à-dire du mouvement du point *P'*), (15'),

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv_y}{dt} - 2 \omega_x v_z &= -a_{yy}^0 y - a_{yz}^0 z, \\ \frac{dv_z}{dt} + 2 \omega_x v_y &= -a_{zy}^0 y - a_{zz}^0 z, \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

avec [2]

$$\left. \begin{aligned} a_{yy} &\equiv 2 \omega_z \left(2 \omega_z - \frac{\partial u}{\partial y}\right) - \frac{\partial \Pi}{\partial y} \frac{\partial \Theta}{\partial y}, \\ a_{yz} &\equiv -2 \omega_z \left(2 \omega_y + \frac{\partial u}{\partial z}\right) - \frac{\partial \Pi}{\partial y} \frac{\partial \Theta}{\partial z}, \\ a_{zy} &\equiv -2 \omega_y \left(2 \omega_z - \frac{\partial u}{\partial y}\right) - \frac{\partial \Pi}{\partial z} \frac{\partial \Theta}{\partial y}, \\ a_{zz} &\equiv 2 \omega_y \left(2 \omega_y + \frac{\partial u}{\partial z}\right) - \frac{\partial \Pi}{\partial z} \frac{\partial \Theta}{\partial z}, \end{aligned} \right\} \quad (16a)$$

et la relation de symétrie

$$a_{yz} = a_{zy}, \quad (16'a)$$

résultant de la condition d'équilibre (12a).

Cela étant, l'équilibre hydrodynamique au point *O* sera stable ou instable suivant que le déplacement $\vec{OP}$ (*x*, *y*, *z*) de la particule située en ce point et la force transversale $\vec{f}$, par unité de masse,

$$f_x = 0, \quad f_y = -a_{yy}^0 y - a_{yz}^0 z, \quad f_z = -a_{zy}^0 y - a_{zz}^0 z, \quad (17)$$

que le milieu ambiant applique à la particule déplacée, sont de sens contraires ou de même sens, c'est-à-dire suivant que

$$f_y y + f_z z = -[a_{yy}^0 y^2 + 2 a_{yz}^0 yz + a_{zz}^0 z^2] < \text{ou} > 0. \quad (18)$$

Nous retrouvons ainsi le critère de la stabilité et de l'instabilité de l'équilibre hydrodynamique, ou ce qui revient au même, de l'état de mouvement géostrophique (E. KLEINSCHMIDT, l. c.).

Ensuite, multiplions les équations (16) respectivement par dy et dz ; puis, en additionnant, on trouve, (13),

$$\frac{1}{2} d[(v_y)^2 + (v_z)^2] = f_y dy + f_z dz = -a_{yy}^o y dy - a_{yz}^o (z dy + y dz) - a_{zz}^o z dz; \quad (19)$$

d'où, en intégrant [3],

$$\frac{1}{2} [(v_y)^2 + (v_z)^2] - \frac{1}{2} [(v_y^o)^2 + (v_z^o)^2] = -\frac{1}{2} [a_{yy}^o y^2 + 2 a_{yz}^o yz + a_{zz}^o z^2], \quad (19')$$

compte tenu des conditions initiales (14'). Par conséquent, suivant que l'équilibre hydrodynamique en O est stable ou instable, l'énergie cinétique, par unité de masse, de la particule déplacée, décroît ou croît le long de la trajectoire transversale d'inertie. Dans le cas de la stabilité, la force transversale (f_y, f_z) effectue un travail négatif et le milieu ambiant doit fournir de l'énergie à la particule en équilibre en O , pour qu'elle puisse se déplacer le long de sa trajectoire d'inertie; par contre, dans le cas de l'instabilité, la force transversale (f_y, f_z) effectue un travail positif et la particule en équilibre en O , fournit de l'énergie au milieu ambiant, lorsqu'elle se déplace le long de sa trajectoire d'inertie. Cette énergie ainsi libérée par unité de masse, par une particule déplacée transversalement au sein d'une masse d'air en équilibre hydrodynamique, peut être considérée comme de l'énergie d'instabilité. L'énergie d'instabilité par unité de masse E_0 , latente au point O , pour un déplacement transversal de la particule située en ce point, est exprimée par le travail qu'effectue au cours de ce déplacement, la force transversale, par unité de masse, exercée par le milieu ambiant sur la particule déplacée; d'où,

$$E_0 = -\frac{1}{2} [a_{yy}^o y^2 + 2 a_{yz}^o yz + a_{zz}^o z^2].$$

Dès lors, l'équilibre hydrodynamique en un point quelconque O , pour un déplacement transversal de la particule située en ce point, est stable ou instable, suivant que l'énergie d'instabilité E_0 libérée par unité de masse, par cette particule, au cours de ce déplacement, est négative ou positive, c'est-à-dire suivant que

$$E_0 < \text{ou} > 0.$$

Enfin, l'accroissement d'énergie cinétique, par unité de masse, que subit le long de sa trajectoire transversale d'inertie, la particule déplacée du point O au point P est égal à l'énergie d'instabilité libérée au cours de ce déplacement, et on a

$$\frac{1}{2} [(v_y)^2 + (v_z)^2] - \frac{1}{2} [(v_y^o)^2 + (v_z^o)^2] = E_0. \quad (19'')$$

Reportons-nous maintenant aux équations (14). En les multipliant respectivement par V_x, V_y, V_z , on obtient après addition, une expression différentielle immédiatement intégrable; d'où, l'intégrale première de l'équation du mouvement de la particule perturbée

$$\frac{1}{2} [(V_x)^2 + (V_y)^2 + (V_z)^2] + \Theta_0 II + \Phi = C^{\text{ste}}. \quad (20)$$

Posons

$$S(y, z) = \frac{1}{2} (V_x)^2 + \Theta_0 II + \Phi$$

où V_x est donné par (15), en fonction de y et de z . La fonction S n'est autre que la somme de l'énergie cinétique par unité de masse du mouvement longitudinal d'inertie de la particule déplacée en P , de son enthalpie spécifique et de son énergie potentielle par unité de masse en ce point. Alors, grâce aux conditions initiales (14') et à l'équation (19'), la relation (20) prend la forme

$$S(y, z) - S(0, 0) = \frac{1}{2} [a_{yy}^0 y^2 + 2 a_{yz}^0 yz + a_{zz}^0 z^2]. \quad (20')$$

Mais en (15') et (16), nous avons supposé que la perturbation de la particule envisagée était petite, de sorte que le second membre de (20') ne constitue en réalité que le premier terme du développement en série de TAYLOR de la différence $S(y, z) - S(0, 0)$ et par suite [1]

$$S(y, z) = S(0, 0) + \frac{1}{2} [a_{yy}^0 y^2 + 2 a_{yz}^0 yz + a_{zz}^0 z^2] + \dots; \quad (21)$$

d'où,

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial S}{\partial y} \right)_0 &= 0, & \left(\frac{\partial S}{\partial z} \right)_0 &= 0 & \text{et} & \left(\frac{\partial^2 S}{\partial y^2} \right)_0 &= a_{yy}^0, \\ \left(\frac{\partial^2 S}{\partial y \partial z} \right)_0 &= a_{yz}^0 = a_{zy}^0, & & & & \left(\frac{\partial^2 S}{\partial z^2} \right)_0 &= a_{zz}^0. \end{aligned} \quad (21')$$

Introduisons la variation première $(\Delta^1 S)_0$ et la variation seconde $(\Delta^2 S)_0$ de la fonction S au point O . On a

$$\begin{aligned} \Delta^1 S &= \left(\frac{\partial S}{\partial y} \right)_0 y + \left(\frac{\partial S}{\partial z} \right)_0 z = 0, & \Delta^2 S &= \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial^2 S}{\partial y^2} \right)_0 y^2 + 2 \left(\frac{\partial^2 S}{\partial y \partial z} \right)_0 yz + \right. \\ & & & \left. + \left(\frac{\partial^2 S}{\partial z^2} \right)_0 z^2 \right] = \frac{1}{2} [a_{yy}^0 y^2 + 2 a_{yz}^0 yz + a_{zz}^0 z^2] = E_0, \end{aligned}$$

compte tenu de (21').

Il en résulte qu'une particule P au sein d'une masse d'air en état de mouvement géostrophique, occupe sa position d'équilibre O (équilibre entre la force due au gradient de pression, la force de Coriolis et la pesanteur, appliquées à la particule) lorsque la somme de son énergie cinétique longitudinale par unité de masse, de son enthalpie spécifique et de son énergie potentielle par unité de masse, est extremum $\left[\left(\frac{\partial S}{\partial y} \right)_0 = \left(\frac{\partial S}{\partial z} \right)_0 = 0 \right]$. Suivant que cet extremum est un minimum $[(\Delta^2 S)_0 > 0]$ ou un maximum $[(\Delta^2 S)_0 < 0]$, l'équilibre hydrodynamique en O , est stable ($E_0 < 0$) ou instable ($E_0 > 0$).

4. *Tourbillon circulaire permanent.* Assimilons l'atmosphère à un tourbillon circulaire permanent dont l'axe coïncide avec l'axe de rotation de la Terre et adoptons, comme trièdre $Oxyz$ en un point quelconque O du tourbillon, le trièdre dont l'axe Ox est tangent au parallèle du point O et dirigé de l' W vers l' E , dont l'axe Oy est perpendiculaire à l'axe de rotation de la Terre et dirigé vers l'intérieur de celle-ci et dont l'axe Oz , parallèle à l'axe de rotation de la Terre, est orienté de manière que le trièdre trirectangle $Oxyz$ soit dextrogyre.

Dans ces axes de coordonnées, les équations du tourbillon circulaire sont de la forme

$$-\Theta \frac{\partial \Pi}{\partial y} - \frac{\partial \Phi}{\partial y} = \frac{u^2}{\varrho} + 2\omega u, \quad -\Theta \frac{\partial \Pi}{\partial z} - \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0, \quad (22)$$

où les symboles ont la même signification qu'au paragraphe précédent; en particulier, u représente la vitesse linéaire d'une particule suivant le parallèle du tourbillon, le long duquel elle se meut. Remarquons que

$$u = u(\varrho, z), \quad \Pi = \Pi(\varrho, z), \quad \Theta = \Theta(\varrho, z),$$

où ϱ représente la distance à l'axe, comptée positivement vers l'extérieur et par suite $\frac{\partial}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial \varrho}$.

Cela étant, on peut substituer les équations (22) aux équations (12) et reprendre alors *ne varietur* les considérations du paragraphe précédent. En particulier, on trouve la condition d'équilibre

$$2 \left(\omega + \frac{u}{\varrho} \right) \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial \Theta}{\partial y} \frac{\partial \Pi}{\partial z} - \frac{\partial \Theta}{\partial z} \frac{\partial \Pi}{\partial y}, \quad (22a)$$

et les équations de la dynamique du tourbillon circulaire, lorsqu'au mouvement permanent $(u, 0, 0)$ s'est superposé une perturbation (v_x, v_y, v_z) adiabatique d'inertie; à savoir:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dV_x}{dt} - \frac{V_x V_y}{\varrho} - 2\omega V_y &= 0, \\ \frac{dV_y}{dt} + \frac{V_x^2}{\varrho} + 2\omega V_x &= -\Theta_0 \frac{\partial \Pi}{\partial y} - \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \\ \frac{dV_z}{dt} &= -\Theta_0 \frac{\partial \Pi}{\partial z} - \frac{\partial \Phi}{\partial z}, \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

où

$$V_x = u + v_x, \quad V_y = v_y, \quad V_z = v_z \quad (24a)$$

et avec les mêmes conditions initiales (14') qu'au paragraphe précédent. Des équations (24), on déduit, tout comme des équations (14) de ce paragraphe, les équations de la perturbation adiabatique d'inertie du mouvement permanent (22), à savoir:

$$v_x = \left(2\omega - \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{u}{\varrho} \right)_0 y - \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_0 z, \quad (25)$$

et

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv_y}{dt} &= -a_{yy}^0 y - a_{yz}^0 z, \\ \frac{dv_z}{dt} &= -a_{zy}^0 y - a_{zz}^0 z, \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

avec

$$\left. \begin{aligned} a_{yy} &= 2 \left(\omega + \frac{u}{\varrho} \right) \left(2\omega - \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{u}{\varrho} \right) - \frac{\partial \Theta}{\partial y} \frac{\partial \Pi}{\partial y}, \\ a_{zy} &= -\frac{\partial \Theta}{\partial y} \frac{\partial \Pi}{\partial z}, \\ a_{yz} &= -2 \left(\omega + \frac{u}{\varrho} \right) \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial \Theta}{\partial z} \frac{\partial \Pi}{\partial y}, \\ a_{zz} &= -\frac{\partial \Theta}{\partial z} \frac{\partial \Pi}{\partial z}, \end{aligned} \right\} \quad (26a)$$

et la relation de symétrie, (22a),

$$a_{yz} = a_{zy}. \quad (26'a)$$

Dès lors, l'énergie d'instabilité par unité de masse E_0 , latente au point O , pour un déplacement méridien (dans le plan Oyz) de la particule située en ce point, est exprimée par le travail qu'effectue au cours de ce déplacement, la force transversale, par unité de masse, exercée par le milieu ambiant sur la particule déplacée; d'où, comme au paragraphe précédent,

$$E_0 = -\frac{1}{2} [a_{yy}^{\circ} y^2 + 2 a_{yz}^{\circ} yz + a_{zz}^{\circ} z^2]$$

et

$$\frac{1}{2} [(v_y)^2 + (v_z)^2] - \frac{1}{2} [(v_y^{\circ})^2 + (v_z^{\circ})^2] = E_0.$$

Ainsi, le tourbillon circulaire permanent est stable ou instable en un point quelconque O , pour un déplacement méridien de la particule située en ce point, suivant que l'énergie d'instabilité E_0 libérée, par unité de masse, par cette particule, au cours de ce déplacement, est négative ou positive.

On démontrerait de même que

$$S(y, z) = S(0, 0) + \frac{1}{2} (a_{yy}^{\circ} y^2 + 2 a_{yz}^{\circ} yz + a_{zz}^{\circ} z^2) + \dots$$

où

$$S = \frac{1}{2} (V_x)^2 + \Theta_0 \Pi + \Phi.$$

Rappelons que V_x est défini en (24a) et (25), en fonction de y et z .

Il en résulte qu'une particule P d'un tourbillon circulaire permanent occupe sa position d'équilibre O (équilibre entre la force due au gradient de pression, la force de Coriolis, la force centrifuge et la pesanteur, appliquées à la particule), lorsque la somme de son énergie cinétique zonale par unité de masse, de son enthalpie spécifique et de son énergie potentielle par unité de masse, est extremum. Suivant que cet extremum est un minimum ou un maximum, le tourbillon est stable ou instable [4].

Bibliographie.

1. KLEINSCHMIDT, E.: Stabilitätstheorie des geostrophischen Windfeldes. Ann. Hydr. mar. Meteor. **1941**, 305—325.
2. MIEGHEM, J. VAN: Sur la stabilité du courant géostrophique. La Météorol. **1946**, p. 9.
3. MIEGHEM, J. VAN: Interprétations énergétiques du critère d'instabilité de KLEINSCHMIDT, E.: Ac. Roy. de Belgique, Bull. de la Cl. des Sc., 5^e série, t. XXXI (1945), p. 345.
4. FJØRTOFT, R. déduit d'un principe similaire, le critère de stabilité du tourbillon circulaire permanent; cfr. Geof. Publ., **16**, n° 5, Oslo 1946, et Appendice X du Rapport final de la Comm. Aérol. de l'OMI, Toronto, 1947.

Zurückführung des Großwetters auf solare Erscheinungen.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von

Franz Baur, Bad Homburg v. d. H.

Mit 3 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Es wird gezeigt, daß das Großwetter in der gemäßigten Zone im Mittel über mehrere Sonnenfleckenzyklen eine doppelte Schwankung ausführt. Zur Zeit der Sonnenfleckenextreme ist die planetarische Zirkulation der Atmosphäre geschwächt, die monsunale verstärkt, die subtropischen Hochdruckgürtel sind abgeschwächt, der Gegensatz zwischen Winter- und Sommerluftdruck auf dem asiatischen Festland ist vergrößert. Etwa $1\frac{1}{2}$ bis $2\frac{1}{2}$ Jahre vor den Fleckenextremen ist die planetarische Zirkulation vermehrt, die subtropischen Hochdruckgürtel sind verstärkt und polwärts verschoben, die Differenz zwischen Winter- und Sommerluftdruck auf dem Festland ist vermindert, die Neigung zu strengen Wintern geringer. Eine gleiche doppelte Schwankung zeigt auch die Differenz zwischen der von den Sonnenfackeln und der von den Sonnenflecken bedeckten Fläche, und zwar überwiegen die heißen, an ultravioletten Strahlen reichen Fackeln besonders etwa 2 bis 3 Jahre vor den Fleckenextremen, während zur Zeit der Fleckenmaxima, zum Teil auch in der Nähe der Fleckenminima die Flecken im Verhältnis zu den Fackeln zahlreicher vertreten sind. Daraus ergibt sich, daß das Großwetter von der Sonne gelenkt wird. Als Ursache für die einfache Schwankung in den Tropen werden die von der Sonne ausgehenden ultrakurzen elektrischen Wellen angenommen.

Summary. It is shown that the weather in large scale in the temperate zone on an average of several sun-spot cycles carries a double variation into effect. At the time of the sun-spot extremes the planetary circulation of the atmosphere is weakened, the monsoonal is strengthened, the subtropical high-pressure belts are weakened, the contrast between winter and summer atmospheric pressure on the Asiatic continent is enlarged. About $1\frac{1}{2}$ — $2\frac{1}{2}$ years before the spot extremes the planetary circulation is augmented, the subtropical high-pressure belts are strengthened and are shifted toward the poles, the difference between winter and summer atmospheric pressure on the continent is diminished, the tendency to severe winters is less. The difference between the area overcast by the faculae and the area overcast

by the sun-spots also shows the same double variation, and it is true that the hot faculae, rich in ultra-violet rays, predominate especially about 2—3 years before the spot extremes, whereas during the time of the spot maxima, also partly in the vicinity of the spot minima, the spots are increased in comparison with the faculae. From this results that the weather in large scale is influenced by the sun. The ultra short electrical waves coming from the sun are supposed to be the cause of the simple variation in the tropics.

Résumé. On constate que, dans la zone tempérée, l'état général du temps pris en moyenne sur plusieurs cycles de taches solaires subit une double variation. A l'époque des extrêmes des taches solaires la circulation planétaire de l'atmosphère est affaiblie, tandis qu'est renforcée la circulation de mousson; les zones subtropicales de haute pression sont affaiblies; le contraste entre la pression atmosphérique d'hiver et d'été sur le continent asiatique est augmenté. Environ 18 mois à 2 ans $1/2$ avant les extrêmes des taches, la circulation planétaire est intensifiée; les zones subtropicales de haute pression sont renforcées et déplacées vers les pôles; la différence entre la pression atmosphérique d'hiver et d'été sur le continent est réduite; la tendance des hivers à être rigoureux est amoindrie. La même double variation est indiquée également par la différence entre la surface recouverte par les facules solaires et celle recouverte par les taches solaires: les facules, aux hautes températures et riches en rayons ultra-violetts prédominent particulièrement 2 à 3 ans avant les extrêmes des taches, tandis qu'à l'époque des maxima des taches et, dans une certaine mesure, au voisinage des minima, les taches sont plus nombreuses relativement aux facules. Il résulte de tout cela que les variations de la situation générale du temps sont dirigées par le soleil. — On suppose que les ondes électriques ultra-courtes émises par le soleil sont la cause de la variation simple dans la région tropicale.

Im Jahre 1944 wurde nachgewiesen, daß ein „Großwetter“ wirklich existiert, d. h. daß das Auftreten länger anhaltender Witterungsanomalien wie strenge Winter, trockene Sommer, Monate, in denen es fast jeden Tag regnet, in der Art, wie sie vorkommen, nicht durch ein Zusammenwirken von Zufall und Erhaltungsneigung, sondern nur damit erklärt werden kann, daß „übergeordnete veränderliche Bedingungskomplexe bestehen, durch welche die Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der das Witterungsgepräge längerer Zeiträume bestimmenden Merkmale von Jahr zu Jahr verschieden sind“ [1].

Aus dieser Erkenntnis, die seitdem durch zahlreiche weitere Untersuchungen [2] erhärtet wurde, ergibt sich die Frage, worin denn die „übergeordneten veränderlichen Bedingungskomplexe“ bestehen, welche das Großwetter bestimmen. Irdische Vorgänge können es nicht sein, weil sie entweder — wie etwa die großen Lockerausbrüche von Vulkanen — zu selten sind und daher nur für einen Teil der Großwettererscheinungen verantwortlich gemacht werden können oder aber — wie etwa die Polhöhenschwankungen — viel zu schwach sind, um die großen Witterungsanomalien zu verursachen. Wohl bestehen Wechselbeziehungen zwischen der Hydrosphäre und der Atmosphäre der Erde, aber mit ihnen allein oder mit anderen Selbstregulationsvorgängen auf der Erde können die Großwettererscheinungen auch nicht erklärt werden, weil sonst klare

periodische Schwankungserscheinungen vorhanden sein müßten, während doch tatsächlich die Rhythmen in den Witterungsabläufen erst mit besonderen Verfahren zur Aufdeckung „versteckter“ Perioden *gesucht* werden müssen und in den meisten Fällen die physikalische Realität der auf solche Weise gefundenen periodischen Schwankungen recht zweifelhaft ist. Daß Mond und Planeten auf das Großwetter *keinen* Einfluß ausüben, ist bekannt und zur Beseitigung letzter Zweifel neuerdings mindestens in bezug auf bestimmte Behauptungen der „Astro-meteorologen“ zweifelsfrei bewiesen worden [3, 4].

So bleibt zur Erklärung der tatsächlich vorhandenen und aus der Erhaltungsneigung allein nicht ableitbaren Erscheinungen des Großwitters nur die Annahme von Strahlungsschwankungen der Sonne übrig. Allein diese Annahme ist eben doch zunächst nur eine Vermutung. Ein Beweis für ihre Richtigkeit ist bisher nicht erbracht worden. Soweit sich Zusammenhänge mit den Sonnenflecken (Sfl.) ergaben, erstrecken sie sich fast nur auf die Tropen und sind auch hier nicht so ausgeprägt, wie vielfach angenommen wird. So beträgt z. B. der Korrelationskoeffizient (Kkfz.) der Jahresmittel der Temperatur von $1\frac{1}{2}$ (Apia + Colombo) mit den gleichzeitigen Jahresmitteln der Sfl.-Relativzahlen im Zeitraum 1890 bis 1947 nur — 0,27, liegt also noch innerhalb des Zufallsbereiches. Lediglich die Korrelation mit den Seespiegelschwankungen des Victoria-Sees in Ostafrika ist überzufällig und beträchtlich. Doch hat sich auch hier der ursprünglich aus einem kurzen Zeitraum zu +0,87 gefundene Kkfz. bei Ausdehnung auf einen längeren Zeitraum (1899 bis 1943) auf +0,58 verringert.

I.

Ein erster Hinweis darauf, daß auch das Großwetter der gemäßigten Zone durch Vorgänge auf der Sonne beeinflusst werde, ergab sich aus den vor 16 Jahren veröffentlichten Untersuchungen [5, 6, 7], aus denen hervorging, daß bestimmte Großwettererscheinungen in der gemäßigten Zone der Nordhalbkugel eine *doppelte Schwankung innerhalb des Sonnenfleckenzyklus* aufweisen. Die Ausdehnung dieser Untersuchungen auf weitere Elemente und auf die seither vergangenen Jahre zeitigte die in Abb. 1 dargestellten Ergebnisse. Daraus ist die weltweite Verbreitung jener Doppelschwankung zu ersehen. Etwa $1\frac{1}{2}$ bis $2\frac{1}{2}$ Jahre vor den Fleckenextremen, also sowohl vor dem Minimum wie auch vor dem Maximum der Sonnenflecken, ist (*im Durchschnitt* über mehrere Zyklen) die planetarische (= zonale) atmosphärische Zirkulation gesteigert, die subtropischen Hochdruckgürtel (in Abb. 1 für die Südhalbkugel durch Kapstadt und Adelaide vertreten) sind verstärkt und polwärts verschoben, das Luftdruckgefälle von den Subtropen nach der subpolaren Tiefdruckrinne ist — besonders im Winter — gesteigert, Mitteleuropa hat im Hochsommer infolge der Verlagerung des subtropischen Hochdruckgürtels nach Norden hohen Druck und trockene Witterung, der Luftdruckgegensatz zwischen Winter und Sommer über Asien ist abgeschwächt. Diese Merkmale treffen nicht in jedem Zyklus zu, aber doch in

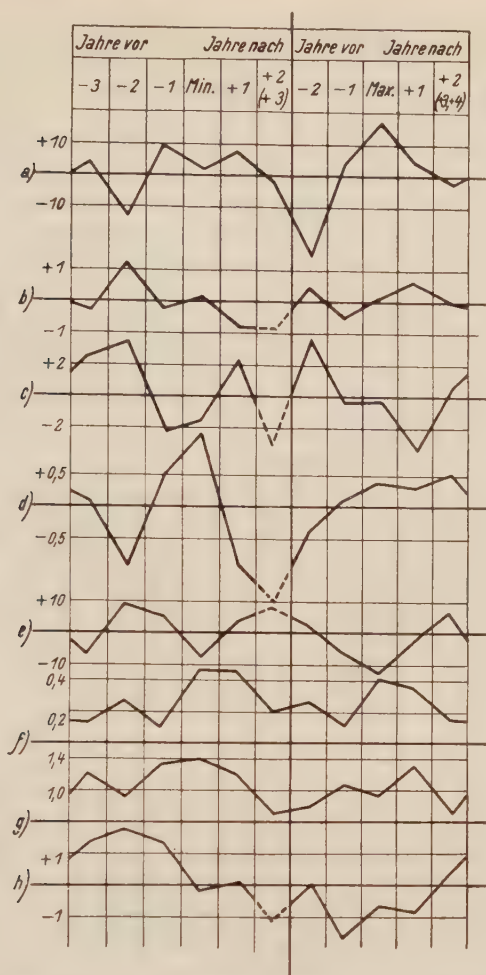


Abb. 1. Mittlerer Gang meteorologischer Elemente im Sonnenfleckenzzyklus.

a) Abweichung der Niederschlagsmenge Mitteleuropas l/m^2 im Hochsommer, 1803—1943. b) Luftdruckabweichung in Berlin in mm Hg im Hochsommer, 1875—1944. c) Abweichung der Luftdruckdifferenz Azoren—Island in mm Hg im Winter, 1865/66—1939/40. d) Abweichung der Differenz Winterluftdruck—Sommerluftdruck, $\frac{1}{2}$ (Barnaul + Irkutsk) + $\frac{1}{2}$ (Lahore + Karachi) in mm Hg, 1881—1940. e) Abweichung der Jahresmittel des Luftdruckes $\frac{1}{2}$ (Kapstadt + Adelaide) in $\frac{1}{1000}$ inch. Hg, 1865—1940. f) Jährliche Zahl der strengen Wintermonate ($|Abw.| > 1,6 \sigma$) in Mitteleuropa, 1752—1947. g) Jährliche Zahl der kalten Wintermonate ($|Abw.| \geq 4,5^\circ F$) Chicago + St. Louis, USA., 1847—1946. h) Abweichung der Jahresmittel der Temperatur in $\frac{1}{10}^\circ C$, $\frac{1}{2}$ (Apia + Colombo), 1890—1945. (Die Strichelung einiger Kurven in der Spalte „2 Jahre nach Min.“ bedeutet, daß in diesen Fällen wegen der relativen Kürze des Zeitraums dem in dieser Spalte eingetragenem Wert nur wenige Jahre zugrunde liegen.)

der überwiegenden Mehrzahl. So war z. B. in den 13 Fleckenzyklen vom Minimum 1798 bis zum Minimum 1944 der Hochsommer zwei Jahre vor dem Minimumjahr in 8 Fällen zu trocken (zum Teil sehr trocken, z. B.

1911, 1921) und nur in 5 Fällen nasser als normal; der Hochsommer zwei Jahre vor dem Maximumjahr war in 10 Fällen zu trocken (darunter die *sehr* trockenen Hochsommer 1803, 1835, 1868, 1892, 1904 und 1935) und nur in 3 Fällen zu naß.

In der Zeit um die Fleckenextreme ist die monsunale Zirkulation gesteigert, die planetarische vermindert, die Differenz zwischen Winter- und Sommerluftdruck im Kerngebiet der winterlichen asiatischen Antizyklone (Barnaul + Irkutsk) und im Zentrum des sommerlichen Monsun-Tiefdruckgebietes (Karachi + Lahore) erhöht. Strenge Winter oder einzelne sehr kalte Wintermonate treten sowohl in Mitteleuropa als auch in Nordamerika überwiegend in der Nähe der Fleckenextreme oder kurz danach auf. Auch hier gibt es natürlich Ausnahmen, wie z. B. den strengen Winter 1939/40, der 2,6 Jahre nach einem Maximum eintrat; aber alle übrigen besonders strengen Winter Mitteleuropas mit einer negativen Temperaturabweichung von mehr als $4,0^{\circ}\text{C}$ waren weniger als 1 Jahr von einem Fleckenextrem entfernt:

Winter	Abweichung	Stellung im Fleckenzyklus
1829/30	— $6,0^{\circ}$	0,1 Jahr nach Maximum
1798/99	— $4,4^{\circ}$	0,7 Jahre „ Minimum
1946/47	— $4,4^{\circ}$	0,4 „ vor Maximum
1837/38	— $4,3^{\circ}$	0,8 „ nach Maximum
1928/29	— $4,2^{\circ}$	0,6 „ „ „

II.

Trotzdem in den Kurven a) bis g) der Abb. 1 die Doppelschwankung innerhalb des Sonnenfleckenzklus klar zum Ausdruck kommt, kann ihre Existenz doch erst als nachgewiesen gelten, wenn mindestens für eines der meteorologischen Elemente aufgezeigt werden kann, daß die zeitliche Verteilung innerhalb des Fleckenzyklus „überzufällig“ ist, d. h. unter der Annahme der Unabhängigkeit von diesem nicht durch Zufall erklärt werden kann. Denn das übereinstimmende Auftreten der Doppelschwankung in mehreren Elementen ist noch kein Beweis für ihre Existenz, da diese Elemente ja unter sich korreliert sind.

In Tabelle 1 ist die Verteilung der *sehr kalten Wintermonate* (Betrag der Abweichung gleich oder größer als $6,0^{\circ}\text{F}$) in *Boston* (im Zeitraum 1840 bis 1945) und *New Haven* (im Zeitraum 1780 bis 1940) über den Sonnenfleckenzklus dargestellt. Dabei ist der Abstand eines jeden Wintermonats vom nächsten Sonnenfleckentrem in Zehnteljahren gemessen, wodurch die Verteilung besser herauskommt als in der roheren Darstellung der Abb. 1. Man sieht, daß fast die Hälfte aller sehr kalten Wintermonate in Neu-England in die beiden kurzen Zeitspannen von 0,6 vor bis 1,0 Jahre nach Minimum und von 0,3 bis 1,2 Jahre nach Maximum fallen und daß diese beobachtete Anzahl den bei Unabhängigkeit zu erwartenden Wert (Erw. Wert) weit übersteigt. Ein drittes

Tabelle 1. Verteilung der sehr kalten Wintermonate (negative Abw. $\geq 6,0^\circ \text{F}$) in Boston (1840 bis 1945) und New Haven (1781 bis 1938) über den Sonnenfleckenzyklus.

Stellung im Sonnenfleckenzklus	1,5 J. v. Min. bis v. Max.										Summe	
	2,9 J. n. Max. bis v. Min.	2,4 J. v. Min. bis v. Min.	1,5 J. v. Min. bis v. Min.	0,6 J. v. Min. bis v. Min.	1,1 J. n. Min. bis v. Max.	1,5 J. v. Min. bis v. Max.	0,7 J. v. Min. bis v. Max.	0,2 J. n. Min. bis v. Max.	1,2 J. n. Min. bis v. Max.	1,3 J. n. Min. bis v. Max.	Anzahl	rel. Hfgkt.
	2,5 J. v. Min.	1,6 J. v. Min.	0,7 J. v. Min.	1,0 J. v. Min.	1,6 J. v. Min.	1,2 J. v. Min.	0,8 J. v. Min.	0,2 J. n. Min.	1,2 J. n. Min.	1,3 J. n. Min.		
Sehr kalte Monate	2* 8,13	9 4,38	0* 4,24	17 8,27	4* 9,26	7 4,31	1* 4,88	9 4,88	9 4,88	7 7,64	56	0,0707
Alle Monate	115 0,145	62 0,078	60 0,076	117 0,148	131 0,165	61 0,077	69 0,087	69 0,087	69 0,087	108 0,135	792	1,000
χ^2	6,13 ³ 8,13	4,62 ² 4,38	+ 4,24 + 4,24	8,73 ² 8,27	5,26 ² 9,26	2,69 ² 4,31	3,88 ² 4,88	+ 3,88 ² + 4,88	4,12 ² 4,88	0,64 ² 7,64		
	4,62 + 4,87 + 4,24 + 9,22 + 2,99 + 1,68 + 3,08 + 3,48 + 0,05 = 34,23											

$\chi^2_m = 34,23:8 = 4,28$. Zufallshöchstwert (für $m = 8$) = 2,947.

Tabelle 2. Verteilung der sehr warmen Monate Mitteleuropas (positive Abw. $> 1,6^\circ \text{C}$). Januar 1761 bis Februar 1947 über den Sonnenfleckenzklus.

Stellung im Sonnenfleckenzklus	0,2 J. v. bis 0,7 J. n. Min.										Summe	
	6,1 bis 7,4 J. n. Max. u. 2,7 bis 1,2 J. v. Min.	1,1 bis 0,3 J. v. Min.	0,2 J. v. bis 0,7 J. n. Min.	0,8 bis 3,0 J. n. Min.	3,1 bis 4,1 J. n. Min. u. 2,7 bis 1,2 J. v. Max.	1,1 bis 0,3 J. v. Max.	0,2 J. v. bis 0,7 J. n. Max.	0,8 bis 6,0 J. n. Max.	0,2 J. v. bis 0,7 J. n. Max.	0,8 bis 6,0 J. n. Max.	Anzahl	rel. Hfgkt.
	6,1 bis 7,4 J. n. Max. u. 2,7 bis 1,2 J. v. Min.	1,1 bis 0,3 J. v. Min.	0,2 J. v. bis 0,7 J. n. Min.	0,8 bis 3,0 J. n. Min.	3,1 bis 4,1 J. n. Min. u. 2,7 bis 1,2 J. v. Max.	1,1 bis 0,3 J. v. Max.	0,2 J. v. bis 0,7 J. n. Max.	0,8 bis 6,0 J. n. Max.	0,2 J. v. bis 0,7 J. n. Max.	0,8 bis 6,0 J. n. Max.		
Sehr warme Monate	28 15,6	4* 8,6	13 9,0	6 8,3	23 15,0	3* 8,7	9 9,1	16 23,2	9 9,1	16 23,2	102	0,0457
Alle Monate	342	188	197	181	328	191	199	508	199	508	2134	

$\chi^2 = 23,0$. $\frac{\chi^2}{m} = 3,29$. Zufallshöchstwert (für $m = 7$) = 3,12.

Häufigkeitsmaximum tritt — in Fleckenzyklen mit großem Abstand des Minimums vom vorangegangenen Maximum — etwa zwei Jahre vor dem Minimum auf. Es paßt vorerst nicht ganz in das allgemeine Schema der Doppelwelle des allgemeinen Luftkreislaufes. Die Anwendung des PEARSONSchen χ^2 -Kriteriums ergibt, da die Zahl der Freiheitsgrade (der Tabelle) 8 beträgt, $\chi^2: m = 4,28$, während die Zufallshöchstgrenze bei 2,947 liegt. Allerdings hat die Tabelle einen kleinen Schönheitsfehler, der darin liegt, daß sich für 5 Felder Erwartungswerte ergaben, die unter 5 liegen, wodurch die Voraussetzungen des χ^2 -Verfahrens nur annäherungsweise erfüllt sind [8]. Doch handelt es sich in diesem Falle wirklich nur um einen „Schönheitsfehler“ ohne tiefere sachliche Bedeutung, da die mathematischen Erwartungen nur kleine Schwankungen aufweisen und die beobachteten Anzahlen in den Klassen mit m. E. < 5 nicht gleichsinnige Abweichungen zeigen, sondern teils sehr klein, teils sehr groß sind.

Dennoch wurde die Abhängigkeitsuntersuchung mit Hilfe des χ^2 -Verfahrens auch noch für eine andere Reihe durchgeführt, deren größerer Umfang eine Aufteilung in 8 Klassen gestattete, ohne daß dabei der Erwartungswert in irgend einem Feld unter 8 sank. Dazu wurden die *sehr warmen Monate Mitteleuropas* (Betrag der Abweichung größer als das 1,6fache der Streuung), und zwar *aller* Jahreszeiten herangezogen. Der dieser Untersuchung zugrunde liegende Gedanke ist folgender: Bei erhöhter Zonalzirkulation erfährt Mitteleuropa im Winterhalbjahr (Oktober oder November bis März) eine vermehrte Zufuhr milder Meeresluft, während im Sommerhalbjahr (Mai bis September) infolge Polwärtsverlagerung des subtropischen Hochdruckgürtels eine gesteigerte Häufigkeit von Hochdrucklagen mit Erwärmung durch Einstrahlung eintritt. Daher hat eine vermehrte Zonalzirkulation so ziemlich in allen Monaten des Jahres in Mitteleuropa eine Erhöhung der Temperatur über den Regelwert zur Folge, während bei gesteigerter Monsunalzirkulation im Winter wie im Sommer die kühlen Monate überwiegen. Wenn daher eine zeitliche Abhängigkeit des Auftretens erhöhter Zonalzirkulation vom Sonnenfleckenzklus besteht, dann muß auch während des ganzen Jahres eine Abhängigkeit der Häufigkeit des Auftretens sehr warmer Monate von der Stellung des Monats im Sonnenfleckenzklus bestehen. Auf Grund der bisherigen Forschungsergebnisse bezüglich der warmen und trockenen Hochsommer schien es aber zweckmäßig, zur richtigen Herausarbeitung der bestehenden Zusammenhänge nicht (wie bei den strengen Wintermonaten) den Abstand vom *nächstgelegenen* Fleckenextrem zu bestimmen, sondern *nach* jedem Extrem so lange den Abstand von diesem als Merkmal zu nehmen, bis der Punkt 2,7 Jahre *vor* dem folgenden Extrem erreicht ist und von da an den Abstand von diesem zum Merkmal zu machen. Nur in den Fällen, wo der zeitliche Abstand zwischen zwei Extremen sehr klein ist (z. B. Minimum 1766,5 $\rightarrow$ Maximum 1769,7), wurde der Abstand vom Folgeextrem erst dann zu zählen begonnen, wenn das vorausgehende mindestens 0,7 Jahre vorüber war. Auf diese Weise wurde die Tabelle 2 gewonnen.

Aus der Tabelle ist zu ersehen, daß die sehr warmen Monate vor allem zwischen 2,7 und 1,2 Jahren *vor* den Extremen auftreten — wenn die Abstände zwischen den Extremen sehr groß sind, auch noch etwas früher — während in den Intervallen 1,1 bis 0,3 Jahre vor den Extremen die Anzahl der beobachteten sehr warmen Monate weniger als die Hälfte des Erwartungswertes beträgt. Die Anwendung des χ^2 -Kriteriums ergibt $\chi^2: m = 3,29$, während der Zufallshöchstwert für $\chi^2: m$ bei 3,12 liegt.

Gleichartige Untersuchungen wurden für die sehr kalten Wintermonate Mitteleuropas und für die Niederschlagsmengen des Hochsommers in Mitteleuropa ausgeführt [9, 10], immer mit dem Ergebnis, daß $\chi^2: m$ *über* dem Zufallshöchstwert lag. Bei den Hochsommerniederschlägen ist sogar die *ganze* Niederschlagsverteilung einschließlich der kleineren Abweichungen überzufällig. Damit ist erwiesen, daß *das Großwetter in der gemäßigten Zone vom Sonnenfleckenzyklus abhängt*.

Der Ton liegt auf dem Worte „Zyklus“. Es ist nicht gesagt, daß eine Abhängigkeit von den Sonnenflecken selbst bestünde. Mindestens besteht in der gemäßigten Zone *keine lineare* Abhängigkeit von den Sonnenflecken, sonst würde nicht eine *Doppelschwankung* innerhalb *eines* Zyklus auftreten. Diese Doppelschwankung erklärt anderseits das in vielen Periodogrammanalysen festgestellte Amplitudenmaximum bei 5,5 Jahren [4]. Sie scheint aber in Widerspruch dazu zu stehen, daß bisher für die Tropen immer nur eine einfache Schwankung festgestellt wurde. Wie die Kurve h) in Abb. 1 zeigt, ist aber der einfachen Schwankung in den Tropen deutlich eine Doppelschwankung überlagert: Der höchste Wert der Temperatur tritt im Mittel von Apia und Colombo und im Durchschnitt über mehrere Zyklen nicht — wie man es nach der negativen Korrelation erwarten müßte — zur Zeit des Sonnenfleckenminimums auf, sondern rund 2 Jahre früher. Daß in der gemäßigten Zone die doppelte Schwankung, in den Tropen die einfache überwiegt, läßt darauf schließen, daß die verschiedenen von der Sonne ausgehenden Strahlungen nicht alle in gleicher Weise schwanken, und daß die verschiedenen Strahlungen auch in unterschiedlicher Weise in das Getriebe der Lufthülle der Erde eingreifen.

III.

Alle diejenigen Erscheinungen auf der Erde, welche innerhalb des Sonnenfleckenzyklus eine *einfache* Schwankung ausführen, werden durch solche Strahlungen der Sonne verursacht, die von der Sonnenkorona oder den äußersten Schichten der Chromosphäre ausgehen und daher nicht vor ihrem Austritt in den Weltraum eine Schwächung durch teilweise Absorption in der Chromosphäre erfahren. Das sind in erster Linie alle korpuskularen Strahlungen, die elektrischen Wellen, die kurzwelligste UV-Strahlung und noch kürzere Wellenstrahlungen. Die Gesamtwärmestrahlung der Sonne zeigt, wie mehrfach nachgewiesen wurde [5, 11, 12, 13], *keine* einfache Schwankung mit (oder entgegen) den Sonnenflecken. Da es aber nach unseren heutigen Kenntnissen schwer vorstellbar ist, wie die in der hohen Ionosphäre absorbierte

Korpuskularstrahlung oder die dort absorbierten elektrischen Wellen (mit $\lambda > 15$ m) auf die Witterung in der Troposphäre wirken sollten, liegt es nach den neuesten Ergebnissen der Sonnenphysik [14] nahe, anzunehmen, daß die *einfache Schwankung* des Großwetters in den Tropen durch die bis zur Troposphäre durchdringenden *ultra-kurzen elektrischen Wellen* ($\lambda < 15$ m) hervorgerufen wird. Nach K. O. KIEPENHEUER [16] wirken diese ultrakurzen Wellen auf kolloidale Vorgänge ein. Es läßt sich daher denken, daß die einfache Schwankung in den Tropen durch Beeinflussung der Kondensation des Wasserdampfes hervorgerufen wird, während die Temperaturschwankung erst sekundär durch Bewölkung und Niederschlag erzeugt wird; damit stünde die eingangs erwähnte Tatsache in Einklang, daß die Korrelation der Sonnenflecken mit der Niederschlagsmenge bzw. mit den Seespiegelschwankungen größer ist als mit der Temperatur.

Wie aber entsteht die *Doppelschwankung* in der gemäßigten Zone, die über die allgemeine atmosphärische Zirkulation sich sogar noch in den Tropen bemerkbar macht? Sie muß durch ein Agens hervorgerufen werden, das selbst diese doppelte Schwankung aufweist. Da im großen alle uns bis heute bekannten Erscheinungen, die wir auf der Sonne beobachten, die einfache Schwankung ausführen, kann eine doppelte Schwankung bei einem von der Sonne ausgehenden Agens zur Zeit nur auf eine der beiden folgenden Arten erklärt werden — wobei es durchaus möglich ist, daß in Wirklichkeit beide Arten gleichzeitig zutreffen.

Erste Erklärungsmöglichkeit: Die weitgehende Parallelität aller solaren Erscheinungen untereinander, insbesondere auch der Gleichgang der die Strahlungsabsorption in der Sonnenatmosphäre ausdrückenden Charakterzahlen der *dunklen H α -Flocculi* mit den Calcium-Flocculi und mit den Sonnenfackeln und den Sonnenflecken, legt die Hypothese nahe, daß sowohl die Ausstrahlung der Photosphäre (A_P) als auch der von der Chromosphäre an die Photosphäre wieder zurückgestrahlte Anteil (η) ungefähr parallel mit den Sonnenflecken (f) schwanken. Ist die stochastische Abhängigkeit der Größen A_P und η von f linear, so folgt daraus, daß die von der Sonne ausgehende Strahlung in den Weltraum (A_S) eine doppelte Schwankung innerhalb des Sonnenfleckenzyklus ausführen muß [5, 9]. Das gilt sowohl für die Gesamtwärmestrahlung als auch für alle diejenigen Teile der Photosphärenstrahlung, die in der Chromosphäre eine Absorption erfahren. Bei einem quadratischen oder höhergradigen Zusammenhang zwischen A_P und f sowie η und f können mehr als zwei Maxima und Minima von A_S innerhalb eines Fleckenzyklus auftreten.

Eliminiert man aus den Monatsmitteln der *Solarkonstante*¹ die in ihnen in den Zeiträumen 1919 bis 1923 und 1924 bis 1930 enthaltenen (unterschiedlichen) mittleren Jahresgänge [4, 5], so erhält man durch Bildung übergreifender Halbjahresmittel den in Abb. 2a dargestellten

¹ Veröffentlicht in Smithson. Misc. Coll. Vol. 85, Nr. 1, 12 (1931) sowie im Mitteleuropäischen Witterungsbericht 1931—1937.

Verlauf der vom Jahresgang „bereinigten“ Solarkonstante von Juli 1918 bis Februar 1937. Wie man sieht, weist die Solarkonstante tatsächlich *keine* einfache Schwankung parallel oder entgegengesetzt dem Gang der Sonnenflecken (Abb. 2b) auf, sondern ihr Verlauf enthält in jedem Zyklus 2 bis 3 Höchst- und Tiefstwerte, und zwar traten Tiefstwerte der Solarkonstante kurz vor den beiden Sonnenfleckenminima im Sommer 1923 und im Herbst 1933 sowie unmittelbar nach dem Fleckenmaximum 1928 auf, während Höchstwerte 2 Jahre vor dem Minimum 1923,

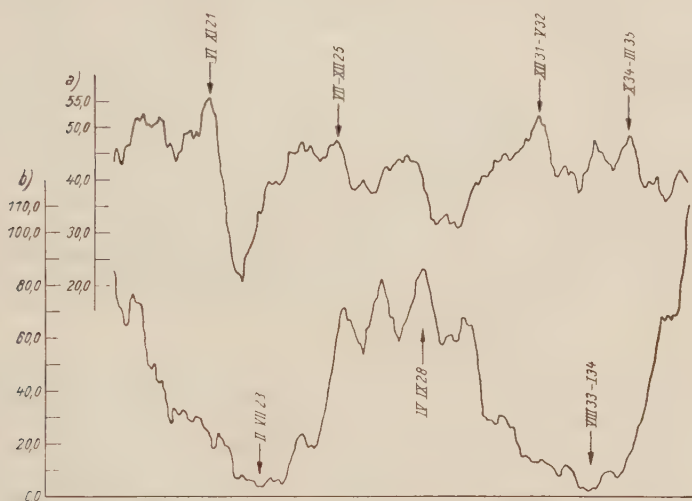


Abb. 2. Übergreifende Halbjahresmittel der Solarkonstante (a) in $\text{mcal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ (der Wert 1900 ist überall dazuzuzählen) und der Züricher Sonnenfleckenrelativzahlen (b) von Juli 1918 bis Februar 1937.

$2\frac{1}{2}$ Jahre vor dem Maximum 1928, $1\frac{1}{2}$ Jahre vor dem Minimum 1933 und $1\frac{1}{2}$ Jahre vor dem Maximum 1937 vorkamen. Dieser Befund: Steigerung der Sonneneinstrahlung auf der Erde $1\frac{1}{2}$ bis $2\frac{1}{2}$ Jahre vor den Fleckenextremen und Verminderung um die Zeit der Fleckenextreme paßt ganz zu der festgestellten Doppelschwankung der meteorologischen Elemente in der gemäßigten Zone: $1\frac{1}{2}$ bis $2\frac{1}{2}$ Jahre vor den Extremen vermehrte allgemeine, besonders zonale Luftzirkulation, zur Zeit der Fleckenextreme verminderte Zonalzirkulation, gesteigerte Monsunalzirkulation.

Auch im einzelnen stimmen Solarkonstante und Witterung in dem Zeitraum 1918 bis 1937 zusammen, wenn man davon ausgeht, daß eine Steigerung der Solarkonstante eine Erhöhung der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation zur Folge haben muß: Zur Zeit der gesteigerten Sonnenstrahlung 1921 heißer und trockener Hochsommer und warmer, trockener Frühherbst in Mitteleuropa, unternormaler Luftdruckunterschied zwischen Winter 1920/21 und Sommer 1921 in Zentralasien; nach länger anhaltender Strah-

lungsverminderung, während welcher im Jahre 1923 sowohl im afrikanischen als auch im australischen Teil des subtropischen Hochdruckgürtels der Südhalbkugel besonders niedriger Luftdruck herrscht, kalter Winter 1923/24 in Mitteleuropa und Mittelrußland; während und nach der vermehrten Sonnenstrahlung von Herbst 1924 bis Dezember 1925 sehr milde Winter 1924/25 und 1925/26 in Mitteleuropa und die sehr milden Hochwinter 1925 und 1926 in Nordamerika, von 13 hintereinanderliegenden Monaten 12 mit übernormalem, zum Teil sehr beträchtlich übernormalem Luftdruckgefälle Azoren—Island; zur Zeit der verminderten Strahlung nach Fleckenmaximum 1928 sehr strenger Hochwinter 1929 in ganz Europa, allerdings mit der merkwürdigen Ausnahme eines darauffolgenden trockenen Hochsommers in Mitteleuropa, ohne daß die Strahlung inzwischen wesentlich gestiegen wäre; während und nach dem Strahlungsmaximum im Winter und Frühling 1931/32 sehr milder Winter in Nordamerika, extrem milder Januar 1932 in Rußland, trockener Sommer 1932 in Mitteleuropa; zur Zeit der Strahlungsverminderung im Minimumjahr 1933 beträchtlich übernormale Differenz zwischen dem Luftdruck im Winter 1932/33 und dem im Sommer 1933 in Zentralasien, sehr kalter Dezember 1933 in Ost- und Mitteleuropa und kalter Winter 1933/34 mit extrem kaltem Februar in Neu-England (USA.). Während des Strahlungsmaximums von Herbst 1934 bis Frühjahr 1935 sehr milder Winter in Mittel- und Westeuropa, darauffolgend unternormale Luftdruckdifferenz Winter—Sommer in Zentralasien, trockener Hochsommer mit beträchtlich übernormalem Luftdruck in Mitteleuropa.

Gegen die Vorstellung, daß die Schwankungen der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation durch Schwankungen der Solarkonstante hervorgerufen würden, werden im allgemeinen zwei *Einwände* erhoben: Erstens, heißt es, wären die gemessenen Schwankungen der Solarkonstante zu geringfügig, zweitens zieht man aus der Tatsache, daß die gemessenen Schwankungen mit Verbesserung der Messungs- und Berechnungsverfahren immer kleiner wurden, den etwas voreiligen Schluß, daß dies künftig so weiterginge und die Solarkonstante praktisch wirklich eine *Konstante* wäre.

Nimmt man die nach „Bereinigung“ der Solarkonstante vom Jahresgang noch übrig bleibenden Schwankungen im Zeitraum 1918 bis 1937 als der Größenordnung nach richtig an, so ergibt sich eine Differenz von 1,8% des Mittelwertes zwischen dem höchsten und dem niedrigsten Halbjahresmittel, also eine maximale Abweichung von rund 1% nach beiden Seiten. Unter der Voraussetzung von Gleichheit der Ein- und Ausstrahlung entspricht nach dem STEFAN-BOLTZMANNschen Gesetz einem Strahlungsunterschied von 1% eine Temperaturänderung (Temperaturabweichung) von $0,7^{\circ}\text{C}$. Diese Temperaturabweichung bezieht sich aber auf die *ganze* Erdoberfläche. Da besonders im Winterhalbjahr der weitaus größte Teil der eingestrahnten Wärmemenge den niederen Breiten zugeführt wird und da ferner angenommen werden kann, daß eine vermehrte (oder verminderte) Einstrahlung nicht sofort von einer vermehrten (oder verminderten) Ausstrahlung begleitet sein wird, so ist es durchaus möglich, daß in Teilen der Erdoberfläche die durch Änderungen der Einstrahlung um 1% erzeugte Temperaturänderung erheblich mehr als $0,7^{\circ}\text{C}$ ausmacht. Dazu kommen auch noch die stark ver-

schiedenen Wärmekapazitäten von Land und Meer, so daß Temperaturabweichungen von 1° bis 2° im Halbjahresmittel in Teilgebieten durchaus durch Schwankungen der Solarkonstante erklärt werden können. Die beobachteten Temperaturschwankungen sind aber tatsächlich im allgemeinen nicht größer und sie beschränken sich bekanntlich stets nur auf Teilgebiete, während andere Gebiete entgegengesetzte Abweichungen haben, so daß im Mittel über die ganze Erde die Abweichungen von Halbjahresmitteln $0,7^{\circ}$ C nicht überschreiten.

Der oben erwähnte zweite Einwand ist aber deshalb nicht stichhaltig, weil man mit demselben Recht, mit dem einige aus der Unzulänglichkeit der gegenwärtigen Solarkonstantebeobachtungen den Schluß ziehen, daß die beobachteten Schwankungen *nur* irdisch bedingt wären und die Solarkonstante eine tatsächlich unveränderliche Größe wäre, umgekehrt vermuten kann, daß die wirklichen Schwankungen der Solarkonstante durch die irdischen Einflüsse verschleiert werden.

So ist es durchaus möglich, ja nach neuen Untersuchungen [17, 18] sogar wahrscheinlich, daß die Sonnenstrahlung im Ultraviolett so starken Schwankungen unterliegt, daß dadurch auch die Solarkonstante erheblich größere Schwankungen ausführt, als wir sie an der Erde mit den bisherigen Hilfsmitteln feststellen konnten

IV.

Zweite Erklärungsmöglichkeit: Man kann zur Erklärung der Doppelschwankung des Großwetters der gemäßigten Zone innerhalb des Sonnenfleckenzyklus aber auch die Annahme machen, daß für Art und Intensität der von der Sonne ausgehenden Strahlung in den Weltraum auch die *Abweichungen vom parallelen Gang* eine Rolle spielen, den die einzelnen Erscheinungen unter sich aufweisen. (Ob und inwieweit diese wiederum mit den Veränderungen der Absorption in der Chromosphäre in Zusammenhang stehen, bleibt noch zu untersuchen.) Die von den *Sonnenfackeln* eingenommene Fläche beträgt im langjährigen Durchschnitt nach den Messungen des Royal Observatory in Greenwich ungefähr das Doppelte derjenigen der Sonnenflecken. Es gibt aber Jahre, in denen das Verhältnis Fackelfläche zu Fleckenfläche erheblich von dem Verhältnis 2 : 1 abweicht, in einzelnen Rotationen ist zuweilen schon das Vierfache oder umgekehrt eine größere Fläche der Flecken als der Fackeln beobachtet worden. Diese Abweichungen vom parallelen Gang von Flecken und Fackeln versuchte man bisher als „zufällige“ Verschiedenheiten zu erklären, die dadurch zustande kommen, daß die Fackeln (im gewöhnlichen Licht) nur in der Randzone der Sonne in einem Abstand vom Mittelpunkt von mehr als $\frac{6}{10}$ des Radius der Sonnenscheibe sichtbar sind, während sich die in Rechnung gestellten Fleckenflächen auf die ganze Sonnenscheibe beziehen. Da die Fackeln jedoch relativ langlebig sind, müssen die an einem bestimmten Tag in der Zentralzone liegenden und daher unsichtbaren Fackeln entweder einige Tage vorher oder einige Tage nachher am Sonnenrande sichtbar sein; meistens wird beides der Fall sein. Bei Mittelbildung über mehrere Wochen oder gar Monate müssen sich daher

die allein auf der verschiedenen Beobachtbarkeit beruhenden Unterschiede weitgehend ausgleichen, so daß Abweichungen im Verhältnis der Fackelareale (F) zu den Fleckenarealen (L) wie die folgenden kaum allein auf eine zufällige Über- oder Unterschätzung der Fackeln infolge des Wegfalls der Fackeln in der Zentralzone geschoben werden können. Als Beispiele stark verschiedener Verhältnisse $F:L$ seien folgende mitgeteilt:

a) Jahresmittel:		F	L	$F:L$
	1877	162	108	1,50
	1879	136	38	3,58
	1881	1951	681	2,86
	1883	1864	1154	1,62
	1901	29	29	1,00
	1913	95	7	13,57
	1892	3270	1214	2,69
	1938	3205	2019	1,59
b) Rotationsmittel:				
Rotation Nr.	400	1647	1589	1,04
„ „	509	1710	288	5,94
„ „	522	3751	782	4,80
„ „	966	3285	3438	0,96
„ „	1041	874	76	11,50
„ „	1065	262	14	18,71
„ „	1078	357	399	0,89

Der Gedanke, daß die Häufigkeit und Intensität der Fackeln mit der der Flecken *nicht genau* parallel geht, ist daher nicht von der Hand zu weisen. Wenn aber zeitenweise stärkere Abweichungen von dem normalen Verhältnisse oder der normalen Differenz im Vorkommen der einen und der anderen bestehen, dann ist es auch durchaus möglich, daß damit Unterschiede der von der Sonne ausgehenden Strahlung in Zusammenhang stehen. Die Fackelherde erscheinen bekanntlich *vor* den Flecken und ihre Temperatur liegt bei einer optischen Tiefe zwischen 0 und 0,016 nach WALDMEIER [15] mindestens um 2250° , wahrscheinlich aber noch um viel mehr *höher* als die Temperatur, die sich aus den Gesamtstrahlungsmessungen ergibt, während die effektive Temperatur der Sonnenflecken um mehr als 1000° *unter* derjenigen der Photosphäre liegt. Außerdem ist die von den Fackeln ausgehende Strahlung ungemein reich an ultravioletten Strahlen. Man wird also annehmen können, daß in Zeiten, in denen die von den Sonnenfackeln bedeckte Fläche der Sonne sehr viel größer ist als die von den Sonnenflecken bedeckte, ein Teil der Sonnenoberfläche wesentlich heißer ist und erheblich mehr ultraviolette Strahlung ausstrahlt als im normalen Zustand. Wenn dagegen die Ausdehnung der Flecken hinter denen der Fackeln anormal wenig zurückbleibt oder sie gar übertrifft, dann ist das ein Zeichen, daß der Zustand der Überhitzung und vermehrten UV-Strahlung abgeklungen und die Temperatur der Photosphäre unter ihren Normalwert gesunken ist.

Von solchen Überlegungen ausgehend wurden die *Schwankungen der Differenz* des Jahresmittels der *Fackelareale* und der *Fleckenareale* innerhalb des Sonnenfleckenzyklus untersucht. Dabei wurden mit Rücksicht auf die verschiedene Größenordnung von F und L die Jahresmittel in Prozenten des langjährigen Mittelwertes ausgedrückt, so daß als Differenz die Größe

$$100 \left(\frac{F}{F_0} - \frac{L}{L_0} \right)$$

in Rechnung gestellt wurde. Hierin sind $F_0 = 1296$ und $L_0 = 632$ die Mittelwerte von F und L im 66jährigen Zeitraum 1875 bis 1940. Für die Mitteilung der grundlegenden Beobachtungswerte bin ich Fräulein

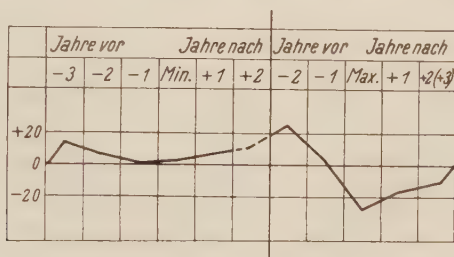


Abb. 3. Mittlerer Gang der Differenz der äquivalenten Jahresmittel der Sonnenfackel- und Sonnenfleckenareale, $100 (F/F_0 - L/L_0)$, im Sonnenfleckenzyklus, 1875—1940.

I. GROENEVELD von der Sternwarte auf dem Königstuhl bei Heidelberg und dem Royal Observatory in Greenwich Dank schuldig.

Das Ergebnis hat die Berechtigung der gemachten Annahme, daß die Abweichungen der Fackeln und Flecken vom parallelen Gang *nicht zufällig* und nicht *nur* auf die freilich recht hinderliche Beschränkung der Sichtbarkeit der Sonnenfackeln zurückzuführen ist, erwiesen. Wie aus Abb. 3 zu

ersehen ist, weist die Differenz $\frac{F}{F_0} - \frac{L}{L_0}$ dieselbe Doppelschwankung auf wie die Merkmale der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation in der gemäßigten Zone der Erde. Zwei bis drei Jahre vor den Extremen ist die Differenz $F/F_0 - L/L_0$ gesteigert, entsprechend der um diese Zeit gesteigerten planetarischen Zirkulation, zur Zeit der Extreme ist sie vermindert, entsprechend der dann verminderten planetarischen und dafür gesteigerten monsonalen Zirkulation. Das paßt sowohl zu der Annahme, daß bei positiver Differenz $F/F_0 - L/L_0$ die Gesamtwärmeabstrahlung der Sonne erhöht ist, wie auch zu der Annahme, daß bei positiven Werten jener Differenz im besonderen die UV-Strahlung gesteigert ist. Mit Hilfe des PEARSONSchen χ^2 -Kriteriums läßt sich zeigen, daß auch diese solare Doppelschwankung „überzufällig“ ist [10].

Die Wirkung der erhöhten UV-Strahlung kann man sich in der Weise vorstellen, daß in der über der stratosphärischen Entmischungssphäre gelegenen „oberen Mischungssphäre“ die durch unterschiedliche

UV-Absorption entstehenden Temperaturunterschiede in ähnlicher Weise mit gleichsinnigen Druckunterschieden verbunden sind, wie dies in der Troposphäre der Fall ist. Wenn diese Annahme zutrifft, dann entsteht bei gesteigerter UV-Strahlung in den hohen Luftschichten ein vermehrtes Luftdruckgefälle vom Äquator gegen die Pole, weil die UV-Strahlung ja ebenso wie die Gesamtstrahlung — wenn man von der Zeit um das Sommer-Solstitium absieht — in erster Linie den niederen Breiten zugeführt wird. Durch die Vergrößerung des Luftdruckgefälles in der Höhe wird aber die planetarische Zirkulation gesteigert und die polare Grenze der subtropischen Hochdruckgebiete polwärts verschoben.

Die Jahresmittel sind natürlich keine geeigneten Werte, um den Zusammenhängen der Veränderungen der Differenz $F/F_0 - L/L_0$ mit dem Großwetter näher nachzugehen, da ja diese Veränderungen nicht an die irdische Zeiteinteilung gebunden sind und da andererseits infolge des Jahresganges aller Großwetterelemente die Zusammenhänge jahreszeitliche Unterschiede aufweisen werden. Immerhin ergibt die Differenz zwischen dem Winterluftdruck und dem darauffolgenden Sommerluftdruck von $1/2$ (Barnaul + Irkutsk) + $1/2$ (Karachi + Lahore) mit der Differenz $F/F_0 - L/L_0$ der gleichzeitigen äquivalenten Jahresmittel von F und L im Zeitraum 1881 bis 1940 den Kkfz. — 0,36, welcher der oberen Zufallsgrenze sehr nahekommt und dessen Betrag größer ist als der des Kkfz. (— 0,27) des Jahresmittels der Temperatur $1/2$ (Apia + Colombo) mit dem gleichzeitigen Jahresmittel der Sonnenfleckenrelativzahlen in dem fast ebenso langen Zeitraum 1890 bis 1945. Jedenfalls stimmt das Vorzeichen zu der Hypothese: gesteigerte (verminderte) Differenz $F/F_0 - L/L_0 =$ vermehrte (verminderte) planetarische Zirkulation = verminderte (gesteigerte) monsunale Zirkulation.

Leider stehen von den Fackelflächen keine Monatsmittel zur Verfügung sondern nur Mittelwerte über die (synodischen) Sonnenrotationen. Da diese fortlaufend gezählt werden und ihre Länge im Mittel 27,27 Tage beträgt, so ist es zur Zeit nicht möglich, die Differenz $F/F_0 - L/L_0$ oder die ihr praktisch ungefähr gleichwertige Differenz $1/2 F - L$ während eines längeren Zeitraumes in *gleichen* Unterabschnitten der einzelnen Jahre zu betrachten. Das wäre aber nötig, um die Zusammenhänge der Schwankungen der Fackel- und Fleckendifferenz mit den Witterungsvorgängen näher zu untersuchen. Es können vorläufig nur Einzeltatsachen festgestellt werden, die zu der Grundhypothese passen. Davon seien die folgenden zwei erwähnt: Die größten negativen Werte von $1/2 F - L$ in der ganzen 66jährigen Beobachtungsreihe wurden bei den Sonnenrotationen im Sommer und Herbst 1939 vor dem außergewöhnlich strengen Winter 1939/40 beobachtet, woraus sich die Ausnahmestellung dieses strengen Winters im Sonnenfleckenzyklus (vgl. S. 362) erklärt. Die Differenz blieb auch noch in der Mehrzahl der Rotationen des Winters und Frühlings 1940 negativ — entsprechend dem folgenden nassen Hochsommer 1940 und dem unternormalen Luftdruckgefälle Ponta Delgada—Stykkisholm im Frühling und Hochsommer 1940. Die Tatsache, daß auf strenge Winter in Mitteleuropa in der Mehrzahl der Fälle im Zeit-

raum 1761 bis 1948 in 86% ein kühler Sommer folgt, läßt sich nach den vorstehenden Ergebnissen daraus erklären, daß beide einer unternormalen planetarischen Zirkulation und diese wiederum einer unternormalen Wellenstrahlung der Sonne (Gesamtstrahlung oder UV-Strahlung) zugeordnet sind und daß letztere auch eine gewisse „Erhaltungsneigung“ über mehrere Monate zeigt. Die Ausnahmen jener Regel beruhen darauf, daß eben doch zuweilen auch stärkere Veränderungen der Sonnenstrahlung oder der Differenz $\frac{1}{2} F - L$ in verhältnismäßig kurzer Zeit vorkommen. So gingen auch dem strengen Winter 1928/29 im Sommer und September Sonnenrotationen voraus, bei denen $\frac{1}{2} F - L$ sehr hohe negative Werte aufwies. Aber schon während des Winters war in einigen Rotationen $\frac{1}{2} F - L$ positiv und vom März 1929 an zeigte $\frac{1}{2} F - L$ besonders hohe positive Werte, worauf dann ein trockener, im Durchschnitt etwas zu warmer Hochsommer in Mitteleuropa folgte.

Bemerkenswert ist auch, daß trotz des ungleichen Anfangs der Rotationen in den einzelnen Jahren sich doch einige überzufällige Korrekturen von Rotationsmitteln von $\frac{1}{2} F - L$ mit Elementen des Großwetters feststellen ließen. So ist z. B. der Kkfz. von $\frac{1}{2} F - L$, wobei F und L Rotationsmittel sind, derjenigen Rotationen, deren Beginn zwischen August 19,6 und September 15,9 fällt, mit der mittleren Temperatur des darauffolgenden Winters in Mitteleuropa im Zeitraum 1875 bis 1942 $+ 0,39$, während der Zufallshöchstwert für $N = 68$ bei 0,358 liegt.¹

Jedenfalls zeigt die Tatsache, daß die Differenz $F/F_0 - L/L_0$ dieselbe Doppelschwankung aufweist wie die Großwetterelemente in der Luft-hülle der Erde, daß diese *von der Sonne gelenkt* werden. Es ist daher unbedingt notwendig, in diese Zusammenhänge tiefer hineinzuleuchten. Das läßt sich aber nur durch engste Zusammenarbeit von Sonnenphysik, Geophysik und Großwetterforschung erreichen. Insbesondere ist es notwendig, daß von der Sonnenphysik aus der *Vergangenheit die täglichen* Werte der Fackel- und Fleckenareale zur Verfügung gestellt werden, damit für Monate und andere kalendermäßig *gleiche* Zeiträume Mittelwerte gebildet werden können und daß Verfahren gefunden werden, um in *Zukunft* auch die Fackelflächen in der Zentralzone der Sonne regelmäßig beobachten und messen zu können. Zweitens ist es erforderlich, durch Verbesserung der Bestimmung der Solarkonstante und durch die weitere Entwicklung der Methoden zur Erforschung der oberen (warmen) Stratosphäre eine Entscheidung darüber herbeizuführen, ob die Doppelschwankung im Großwettergeschehen durch eine entsprechende Schwankung der Gesamtstrahlung oder der UV-Strahlung (bzw. eines bestimmten Spektralteiles der UV-Strahlung) oder durch ein Zusammenwirken beider hervorgerufen wird. Ein wesentlicher Fortschritt in dieser Richtung ist

¹ Daß die bisher erwähnten Ergebnisse mit den Fackelarealen alle auf den Zeitraum 1875—1940 abgestellt waren, liegt daran, daß die Zahlen von 1941 und 1942 dem Verfasser erst in jüngster Zeit von Greenwich mitgeteilt wurden. Eine Neuberechnung der bisherigen Ergebnisse hätte sich aber wegen dieser zwei neu hinzugekommenen Jahre nicht verlohnt.

es, daß nunmehr in Amerika durch Ausrüstung von V 2-Raketen mit meteorologischen Meßgeräten eine regelmäßige Überwachung der Temperatur in Höhen bis zu 50 km stattfindet. Diese Messungen haben ergeben, daß das, was bisher nur Vermutung, wenn auch eine sehr wohl begründete Vermutung war, nämlich die starke Zunahme der Temperatur in der oberen Stratosphäre von etwa 32 km an bis zur Erreichung von etwa $+ 50^{\circ}\text{C}$ in 45 bis 50 km Höhe, wirklich Tatsache ist [19].

Literaturverzeichnis.

1. BAUR, F.: Annal. Hydrogr. marit. Met. **72**, 15—25 (1944).
2. BAUR, F.: Probl. u. Ergebn. d. Großwetterforschung. In Vorbereitung.
3. BAUR, F.: Z. Meteorol. **2**, 47—55 (1948).
4. BAUR, F.: Einführung in die Großwetterkunde. Wiesbaden 1948.
5. BAUR, F.: Z. Astrophysik **4**, 180—189 (1932).
6. BAUR, F.: Fortschr. Landwirtsch. **7**, 33 (1932).
7. BAUR, F.: Natur u. Museum **1932**, 68—73.
8. KOLLER, S.: Graphische Tafeln zur Beurteilung statistischer Zahlen. 2. Aufl. Dresden u. Leipzig. 1943. S. 47.
9. BAUR, F.: Meteorol. Rdsch. **2**, 10—15 (1949).
10. BAUR, F.: Abschnitt „Erscheinungen des Großwetters“ in HANN-SÜRING, Lehrb. d. Meteorologie, 5. Aufl. (1949).
11. BAUR, F.: Meteorol. Z. **47**, 42—52 (1930).
12. BERNHEIMER, W.: Meteorol. Z. **47**, 190—191 (1930).
13. BAUR, F.: Meteorol. Z. **49**, 15—18 (1932).
14. UNSÖLD, A.: Naturwiss. **34**, 194—201 (1947).
15. WALDMEIER, M.: Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung. Leipzig 1941. S. 167.
16. Nach einem (bisher unveröffentlichten) Vortrag von K. O. KIEPENHEUER auf der Tagung der Internat. Astron. Ges. in Zürich im August 1948.
17. MARIS, H. A. und HULBURT, E. O.: Phys. Rev. II **33**, 412—433 (1929).
18. KIEPENHEUER, K. O.: Neue phys. Blätter **1**, 225—231 (1946).
19. BEST, N., HAVENS, R., LA GOW, H.: Upper Atmosphere Research, Report IV, Washington 1947. (Die Kenntnis dieses Aufsatzes verdanke ich Herrn H. E. LANDSBERG in Washington.)

Nachtrag bei der Korrektur: Da ich die „Photoheliographic Results“ des Greenwicher Observatoriums nicht persönlich zu Gesicht bekommen hatte, war es mir entgangen, daß die *täglichen* Werte der Sonnenfackel- und Sonnenfleckensareale, abgesehen von einigen Beobachtungslücken, die aber in den neueren Jahrzehnten sehr selten sind, tatsächlich bis 1935 bereits veröffentlicht vorliegen. Der erste der im letzten Absatz ausgesprochenen Wünsche ist damit bereits erfüllt.

(Institut Royal Météorologique de Belgique, Uccle.)

Sur la Notion de la Température potentielle.

Par

L. Dufour.

Résumé. En partant de la définition de la température potentielle donnée par VON BEZOLD en 1888, l'auteur définit rationnellement les principales températures potentielles qui ont été proposées. A cette occasion, il examine particulièrement les températures potentielles adiabatique et isobarique équivalentes et du thermomètre mouillé. Il en conclut que les qualifications adiabatique et isobarique s'appliquent à des notions différentes qui ne peuvent être confondues que dans certains cas.

Zusammenfassung. Der Verf. geht von der VON BEZOLD'schen Definition (1888) der potentiellen Temperatur aus und definiert die hauptsächlichsten Begriffe der potentiellen Temperatur, die vorgeschlagen wurden; dabei untersucht er speziell die adiabatische und die isobarische äquivalent-potentielle Temperatur sowie diejenige des feuchten Thermometers. Er kommt zum Ergebnis, daß die Bezeichnungen adiabatisch und isobarisch sich auf verschiedene Begriffe beziehen und deshalb nur in bestimmten Fällen vertauscht werden dürfen.

Summary. Starting from the definition of the potential temperature by VON BEZOLD (1888), the author defines rationally the principal potential temperatures which have been proposed. On this occasion he examines especially the adiabatic and the isobaric equivalent potential temperatures and that of the wet-bulb thermometer. He comes to the conclusion that the qualifications adiabatic and isobaric refer to different notions which can be substituted only in certain cases.

1. — La notion de température potentielle a été introduite en météorologie par VON HELMHOLTZ¹ comme mesure de l'entropie; mais c'est VON BEZOLD² qui lui a donné ce nom, et surtout qui a attiré l'attention des météorologistes sur son importance. D'après VON BEZOLD, „die potentielle Temperatur ist nach dem eben Gesagten jene absolute Temperatur, welche ein Körper annimmt, wenn er ohne Wärmezufuhr oder

¹ S.-B. Preuß. Akad. Wiss. Berlin, 1888, XLVI, pp. 647—663.

² S.-B. Preuß. Akad. Wiss. Berlin, 1888, XLVI, pp. 1189—1206.

Wärmeentziehung — adiabatisch bzw. pseudoadiabatisch — auf den Normaldruck gebracht wird“.

Rappelons que la *pression normale*, ou pression de *une* atmosphère, est, par définition, la pression exercée par une colonne de mercure de 0,76 m à la température de 0° C, l'accélération de la pesanteur étant supposée égale à la valeur normale 9,80665 m/sec² et la masse spécifique du mercure à 0° C, 13,59504 to/m³. Cette pression, dont la valeur est de 101,3246 cb (cb = centibar), est différente de la *pression standard*, ou pression de 100 cb, qui est la pression de référence actuellement choisie dans la définition de la température potentielle.

A première vue, la définition de VON BEZOLD est équivoque parce qu'elle ne fait pas la distinction entre les transformations adiabatiques et les transformations pseudoadiabatiques. En réalité, il n'en est pas ainsi car, d'après cet auteur, la qualification d'adiabatique se rapporte aux transformations adiabatiques de l'air sec et de l'air humide non saturé et la qualification de pseudoadiabatique, aux transformations adiabatiques de l'air humide saturé. VON BEZOLD admettait donc, comme on le fait actuellement, que les transformations réelles de l'air humide saturé sont des transformations pseudoadiabatiques, c'est-à-dire des transformations adiabatiques dans lesquelles l'eau ou la glace quittent le système considéré dès leur formation.

2. — Considérons d'abord le cas d'une particule d'air humide non saturé dont la pression est p , la température absolue T et le rapport de mélange r_v ($r_v = \text{constante}$). Par une transformation adiabatique, amenons cette particule à la pression standard; la température absolue de l'air prend alors une valeur Θ qui, par définition, est la température potentielle de la particule envisagée.

L'équation différentielle des transformations adiabatiques de l'air humide non saturé est

$$(c_{pa} + r_v c_{pv}) \frac{dT}{T} - (R_a + r_v R_v) \frac{dp}{p} = 0 \quad (1)$$

et son équation finie

$$(c_{pa} + r_v c_{pv}) \lg T - (R_a + r_v R_v) \lg p = \text{constante}. \quad (1')$$

où c_{pa} , c_{pv} sont les chaleurs spécifiques à pression constante et R_a , R_v les constantes spécifiques de l'air et de la vapeur d'eau.

En prenant comme limites d'intégration les états (p, T) et (100Θ) , on obtient la formule suivante:

$$\Theta = T \left(\frac{100}{p} \right)^{k'} \quad \text{avec} \quad k' = \frac{R_a + r_v R_v}{c_{pa} + r_v c_{pv}} \quad (2)$$

donnant la température potentielle de l'air humide non saturé.

Dans le cas particulier de l'air sec ($r_v = 0$), cette formule prend la forme classique

$$\Theta = T \left(\frac{100}{p} \right)^k \quad \text{avec} \quad k = \frac{R_a}{c_{pa}}. \quad (2')$$

Dans la pratique, on constate que r_v est de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-3} ; il en résulte que $k' \sim k$ et, par conséquent, que l'air humide non saturé peut être assimilé à de l'air sec.¹

Lorsque le point (p, T) représentant l'état physique d'une particule d'air, décrit une adiabatique sèche, la température potentielle de cette particule reste constante; à chaque adiabatique sèche correspond donc une valeur de θ et réciproquement. Il en résulte que la température potentielle d'une particule d'air sec ou d'air humide non saturé est un invariant qui peut servir à la reconnaître, à condition bien entendu que la particule ne soit soumise qu'à des transformations adiabatiques sèches.

Le calcul de la température potentielle s'effectue à l'aide d'une table fournissant la valeur de θ en fonction de p ; il suffit de multiplier le nombre trouvé dans la table par la température pour avoir la température potentielle. On peut également calculer graphiquement cette température à l'aide d'un diagramme aérologique en lisant la température que l'adiabatique sèche passant par le point (p, T) indique lorsque la pression est égale à la pression standard.

3. — Considérons une particule d'air saturé dont la pression est p , la température absolue T et le rapport de mélange r_v . Par une transformation pseudoadiabatique, amenons cette particule à la pression standard; la température absolue de l'air prend alors une valeur θ_h qui, par définition, est la température potentielle de la particule envisagée.

Remarquons que cette transformation est physiquement impossible lorsque, comme c'est généralement le cas, la pression standard est plus élevée que la pression de départ de la particule. Pour que la définition ait un sens physique, il faut la transformer comme l'a fait J. BJERKNES² et dire que la température potentielle d'une particule d'air dont la pression est p , la température absolue T et le rapport de mélange r_v est la température qu'avait cette particule au commencement d'une transformation pseudoadiabatique débutant à la pression standard.

L'équation différentielle des transformations pseudoadiabatiques de l'air humide saturé est

$$(c_{pa} + r_v c_e) \frac{dT}{T} - R_a \frac{dp_a}{p_a} + d \left(\frac{r_v L_v}{T} \right) = 0 \quad (3)$$

et son équation finie

$$(c_{pa} + r_v c_e) \lg T - R_a \lg p_a + \frac{r_v L_v}{T} = \text{cte} \quad (3')$$

¹ L'erreur commise en faisant cette assimilation est très petite; on consultera à ce sujet: STÜVE, G. Potentielle und pseudopotentielle Temperatur. Beitr. Phys. fr. Atm., **13** (1927), pp. 218–233; SCHNAIDT, F.: Über die adiabatischen Zustandsänderungen feuchter Luft. Gerl. Beitr. Geoph. **60** (1943), pp. 16–138; VÄISÄLÄ, V.: Entropie der atmosphärischen Luft. Mitt. Met. Inst. Univ. Helsinki, n° **51**, 1943.

² BJERKNES, J.: Exploration de quelques perturbations atmosphériques à l'aide de sondages rapprochés dans le temps. Geofysiske Publikasjoner, vol. IX, n° 9, 1932.

où c_e est la chaleur spécifique de l'eau, p_a la pression partielle de l'air sec, L_v la chaleur latente de vaporisation de l'eau et $\bar{r}_v$ une valeur moyenne de r_v .

En prenant comme limites d'intégration les états (p, T) et $(100, \theta_h)$, on obtient la formule suivante

$$\Theta_h = T \left[\frac{100 - p_v(\Theta_h)}{p - p_v(T)} \right]^{c_{pa} + \bar{r}_v c_e} e^{\Omega' T - \Omega' \Theta_h} \quad (4)$$

donnant la température potentielle de l'air humide saturé. Dans cette formule, où p_v est la pression partielle de la vapeur d'eau ($p_a + p_v = p$),

$$\Omega' T = \frac{1}{c_{pa} + \bar{r}_v c_e} \frac{(r_v L_v) T}{T} \quad \text{et} \quad \Omega' \Theta_h = \frac{1}{c_{pa} + \bar{r}_v c_e} \frac{(r_v L_v) \Theta_h}{\Theta_h}. \quad (5)$$

En négligeant la pression partielle de la vapeur d'eau devant la pression atmosphérique et $\bar{r}_v c_e$ devant c_{pa} ¹ on a les équations approchées

$$\Theta_h \cong T \left(\frac{100}{p} \right)^{\frac{R_a}{c_{pa}}} e^{\Omega' T - \Omega' \Theta_h} = \Theta e^{\Omega' T - \Omega' \Theta_h} \quad (4')$$

avec

$$\Omega T = \frac{(r_v L_v) T}{c_{pa} T} \quad \text{et} \quad \Omega \Theta_h = \frac{(r_v L_v) \Theta_h}{c_{pa} \Theta_h}. \quad (5')$$

Le calcul de la température potentielle à l'aide de la formule (4) ou (4') n'est pas facile à cause de la présence de cette variable météorologique dans le terme $\Omega' \Theta_h$ ou $\Omega \Theta_h$. C'est pourquoi nous allons voir s'il n'est pas possible d'écrire l'équation (4) sous une forme analogue à (2). Pour cela, écrivons l'équation différentielle des transformations pseudoadiabatiques sous la forme

$$(c_{pa} + r_v c_{pv}) dT + L_v dr_v - \frac{R_a T}{p - p_v} dp = 0. \quad (6)$$

Le rapport de mélange r_v étant une fonction de p et de T , calculons sa différentielle en fonction de dp et de dT en différentiant logarithmiquement l'équation donnant r_v ; on a,

$$\frac{r_v dp}{p - p_v} = \frac{(\varepsilon + r_v) dp_v}{p - p_v} - dr_v \quad (7)$$

où $\varepsilon = R_a/R_v$. Nous introduisons ainsi la différentielle dp_v dont la valeur, en fonction de dT , s'obtient immédiatement à l'aide de l'équation de Clapeyron

$$\frac{L_v}{T^2} dT = \frac{R_a dp_v}{\varepsilon p_v}. \quad (8)$$

¹ Cette dernière approximation est discutable dans les couches basses où la valeur de r_v est maximum. Remarquons qu'en faisant cette approximation, on arrive à la même formule (4') en supposant que la transformation est adiabatique au lieu d'être pseudoadiabatique.

En prenant comme inconnues dp_v et dr_v dans le système des trois équations (6), (7) et (8), nous obtenons la condition de compatibilité

$$\begin{vmatrix} (c_{pa} + r_v c_{pv}) dT - \frac{R_a T}{p - p_v} & 0 & -L_v \\ \frac{r_v dp}{p - p_v} & \frac{\varepsilon + r_v}{p - p_v} & -1 \\ \frac{L_v}{T^2} dT & \frac{R_a}{\varepsilon p_v} & 0 \end{vmatrix} = 0 \quad (9)$$

qui unit dT et dp . En développant ce déterminant, on obtient la relation

$$d \lg T = k'' d \lg p \quad (9')$$

où

$$k'' = \frac{\frac{p R_a}{p - p_v} \left(1 + \frac{r_v L_v}{R_a T} \right)}{c_{pa} + r_v c_{pv} + \frac{r_v (\varepsilon + r_v) L_v^2}{R_a T^2}}. \quad (10)$$

En admettant que p_v peut être négligé par rapport à p et $r_v c_{pv}$ par rapport à c_{pa} — ce qui n'est admissible que si r_v est de l'ordre de 10^{-3} — le coefficient k'' s'écrit en première approximation compte tenu de (2')

$$k'' \simeq k \frac{1 + \frac{r_v L_v}{R_a T}}{1 + \frac{\varepsilon r_v L_v^2}{c_{pa} R_a T^2}}. \quad (10')$$

L'équation (9'') n'est immédiatement intégrable que si k'' est une constante. Ce n'est pas le cas, car ce coefficient étant fonction de p et de T varie d'un état à l'autre. Si nous suivons, par exemple, sur un diagramme aérologique la pseudoadiabatique passant par le point de coordonnées (100 cb, 292° 8) nous trouvons pour k'' les valeurs successives: à 100 cb, $k'' = 0,125$; à 90 cb, $k'' = 0,131$; à 80 cb $k'' = 0,138$; à 70 cb, $k'' = 0,148$; à 60 cb, $k'' = 0,165$ et à 50 cb, $k'' = 0,187$. On ne peut donc utiliser la forme intégrée

$$\Theta_h = T \left(\frac{100}{p} \right)^{k''} \quad (11)$$

de l'équation (9') que pour de petits intervalles de pression si bien que pratiquement, elle ne peut rendre aucun service pour le calcul de la température potentielle.

Seul le calcul graphique, à l'aide d'un diagramme aérologique, permet d'obtenir facilement cette variable météorologique; c'est pourquoi, on la définit habituellement comme suit: la température potentielle de l'air humide saturé dont la température absolue est T et la pression p est la température que la pseudoadiabatique passant par le point (p, T) indique lorsque la pression est de 100 cb. Remarquons que la température potentielle ainsi trouvée diffère suivant le diagramme employé; en effet, si tous les auteurs de diagrammes aérologiques sont d'accord quant à l'équation de l'adiabatique sèche, il n'en est pas de même pour celle de la pseudoadiabatique.

Lorsque le point (p, T) représentant l'état physique d'une particule d'air saturé décrit une pseudoadiabatique, la température potentielle θ_h de cette particule reste constante; à chaque pseudoadiabatique correspond donc une valeur de θ_h et réciproquement. Il en résulte que la température potentielle d'une particule d'air humide saturé est un invariant qui peut servir à la reconnaître à condition que la particule ne soit soumise qu'à des transformations pseudoadiabatiques.

4. — La température potentielle définie par la formule (2') n'est un invariant que pour les transformations adiabatiques de l'air sec et de l'air humide non saturé. De même la température potentielle définie par la formule (5') n'est un invariant que pour les transformations pseudoadiabatiques de l'air saturé. Lorsqu'une particule, au cours d'une transformation adiabatique, passe de la saturation à la non saturation ou réciproquement, aucune de ces deux températures potentielles n'est un invariant pour toute la transformation. Comme ce phénomène est fréquent en météorologie, les météorologistes se sont efforcés de trouver une température potentielle qui soit un invariant pour toutes les transformations adiabatiques avec ou sans condensation. C'est ce qui a conduit aux notions complémentaires de température potentielle adiabatique du thermomètre mouillé et de température potentielle adiabatique équivalente.

La température potentielle adiabatique du thermomètre mouillé θ_{aw} de l'air humide à la température T , à la pression p et avec le rapport de mélange r_v est la température que prend une particule d'air qui s'élève suivant un processus adiabatique sec jusqu'au niveau de condensation (p_c, T_c) , puis redescend suivant un processus pseudoadiabatique jusqu'au niveau standard (100 cb, θ_{aw}). Remarquons que cette dernière transformation est physiquement impossible lorsque, comme c'est généralement le cas, la pression standard est plus élevée que la pression de départ de la particule. Pour que cette définition ait un sens physique, il faut alors la modifier et dire que la température potentielle adiabatique du thermomètre mouillé d'une particule d'air dont la pression est p , la température absolue T et le rapport de mélange r_v est la température qu'avait cette particule au commencement d'une transformation pseudoadiabatique débutant à la pression standard et passant par le point de condensation (T_c, p_c) de la particule.

Calculons cette température potentielle. Pendant la détente adiabatique jusqu'au niveau de condensation, on a, d'après (1'),

$$(c_{pa} + r_v c_{pv}) \lg \frac{T_c}{T} - (R_a + r_v R_v) \lg \frac{p_c}{p} = 0 \quad (12)$$

compte tenu du fait que r_v est une constante pendant cette détente.

D'autre part, pendant la compression pseudoadiabatique jusqu'au niveau standard, on a, d'après (3'),

$$(c_{pa} + \bar{r}_v c_e) \lg \frac{\theta_{aw}}{T_c} - R_a \lg \frac{100 - p_v(\theta_{aw})}{p_c - p_v(T_c)} + \frac{(r_v L_v) \theta_{aw}}{\theta_{aw}} - \frac{(r_v L_v) T_c}{T_c} = 0. \quad (13)$$

Additionnons les équations (12) et (13) membre à membre après avoir négligé p_v devant p , $r_v R_v$ devant R_a , $r_v c_{pv}$ et $r_v c_e$ devant c_{pa} ; il vient

$$c_{pa} \lg \frac{\Theta_{aw}}{T} - R_a \lg \frac{100}{p} + \frac{(r_v L_v) \Theta_{aw}}{\Theta_{aw}} - \frac{(r_v L_v) T_c}{T_c} \sim 0 \quad (14)$$

ou encore

$$\Theta_{aw} \cong T \left(\frac{100}{p} \right)^{\frac{R_a}{c_{pa}}} e^{\Omega T_c - \Omega \Theta_{aw}} = \Theta e^{\Omega T_c - \Omega \Theta_{aw}}. \quad (14')$$

On peut donner à cette équation la forme suivante

$$\Theta_{aw} \cong T \left(\frac{100}{p} \right)^{\frac{R_a}{c_{pa}}} e^{\Omega T_{aw} - \Omega \Theta_{aw}} e^{\Omega T_c - \Omega T_{aw}} \quad (14a)$$

ou encore, en développant $e^{\Omega T_c - \Omega T_{aw}}$ en série et en négligeant les termes après le second

$$\Theta_{aw} \cong \left[T + \frac{L_v (T_{aw})}{c_{pa}} \left(\frac{T}{T_c} r_v - \frac{T}{T_{aw}} r_v (T_{aw}, p) \right) \right] \cdot \left(\frac{100}{p} \right)^{\frac{R_a}{c_{pa}}} e^{\Omega T_{aw} - \Omega \Theta_{aw}} \quad (14'a)$$

compte tenu du fait que $r_v = r_v (T_c p_c)$ et que, dans la pratique, on peut confondre $L_v (T_c)$ et $L_v (T_{aw})$.

Cette température potentielle diffère peu de la température potentielle isobarique du thermomètre mouillé θ_{iw} qui, par définition, est la température que la pseudoadiabatique passant par le point (T_{iw}, p) indique lorsque la pression est égale à la pression standard c'est-à-dire, d'après (4')

$$\begin{aligned} \theta_{iw} &= T_{iw} \left(\frac{100}{p} \right)^{\frac{R_a}{c_{pa}}} e^{\Omega T_{iw} - \Omega \theta_{iw}} \sim \\ &\sim \left[T + \frac{[r_v - r_v (T_{iw}, p)] L_v (T_{iw})}{c_{pa}} \right] \left(\frac{100}{p} \right)^{\frac{R_a}{c_{pa}}} e^{\Omega T_{iw} - \Omega \theta_{iw}}. \end{aligned} \quad (15)$$

En retranchant membre à membre les équations (14'a) et (15), on a

$$\begin{aligned} \Theta_{aw} - \theta_{iw} &\sim \frac{L_v (T_w)}{c_{pa}} \left[r_v \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right) - r_v (T_w, p) \left(\frac{T}{T_w} - 1 \right) \right] \cdot \\ &\cdot \left(\frac{100}{p} \right)^{\frac{R_a}{c_{pa}}} e^{\Omega T_w - \Omega \theta_{iw}} > 0 \end{aligned} \quad (16)$$

¹ Le choix des qualificatifs adiabatique et isobarique n'est pas heureux puisque la température isobarique du thermomètre mouillé est également adiabatique. Nous avons conservé ces appellations, généralement admises, pour ne pas compliquer outre mesure une nomenclature déjà suffisamment embrouillée.

car¹

$$r_v \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right) > r_v(T_w, p) \left(\frac{T}{T_w} - 1 \right).$$

La température potentielle adiabatique équivalente θ_{ae} de l'air humide à la température T , à la pression p et avec le rapport de mélange r_v est la température que prend une particule qui s'élève suivant un processus adiabatique sec jusqu'au niveau de condensation (p_c , T_c), puis suivant un processus pseudoadiabatique jusqu'à ce que la vapeur d'eau qu'elle contient se soit condensée et ait quitté le système (p' , T') et qui finalement redescend suivant un processus adiabatique sec jusqu'au niveau standard (100 cb, θ_{oe}).

La détente adiabatique jusqu'au niveau de condensation est exprimée par la relation (12) et la détente pseudoadiabatique, d'après (3'), par l'équation

$$(c_{pa} + \bar{r}_v c_e) \lg \frac{T'}{T_c} - R_a \lg \frac{p'}{p_c - p_v(T_c)} - \frac{(r_v L_v) T_c}{T_c} = 0. \quad (17)$$

Quant à la compression adiabatique, elle s'écrit, eu égard à (1'),

$$c_{pa} \lg \frac{\Theta_{ae}}{T'} - R_a \lg \frac{100}{p'} = 0 \quad (18)$$

compte tenu du fait que $r_v = 0$ pendant cette compression.

Additionnons les équations (12), (17) et (18) après avoir fait les mêmes approximations que précédemment; on a

$$c_{pa} \lg \frac{\Theta_{ae}}{T} - R_a \lg \frac{100}{p} - \frac{(r_v L_v) T_c}{T_c} = 0. \quad (19)$$

ou encore

$$\Theta_{ae} \sim T \left(\frac{100}{p} \right)^{\frac{R_a}{c_{pa}}} e^{\Omega T_c} = \Theta e^{\Omega T_c}. \quad (19')$$

En développant $e^{\Omega T_c}$ en série et en négligeant les termes après le second cette équation prend la forme

$$\Theta_{ae} \simeq \left[T + \frac{r_v L_v(T)}{c_{pa}} \frac{T}{T_c} \right] \left(\frac{100}{p} \right)^{\frac{R_a}{c_{pa}}} \quad (19a)$$

compte tenu du fait que $r_v = r_v(T_c, p_c)$ et que, dans la pratique, on peut confondre $L_v(T)$ et $L_v(T_c)$.

Cette température potentielle diffère peu de la température potentielle isobarique équivalente θ_{ie} qui, par définition, est la température que

¹ Posons $r_v(T_w, p) = r_v + \Delta r_v(T_w, p)$, $T_w = T - \Delta T_w$, $T_c = T - \Delta T_c$ où $\Delta r_v(T_w, p) > 0$, $\Delta T_c > \Delta T_w > 0$. On a alors $r_v \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right) - r_v(T_w, p) \left(\frac{T}{T_w} - 1 \right) \simeq \frac{r_v}{T} (\Delta T_c - \Delta T_w) > 0$.

l'adiabatique sèche passant par le point (T_{ie}, p) indique lorsque la pression est égale à la pression standard; c'est-à-dire, d'après (1'),

$$\Theta_{ie} = T_{ie} \left(\frac{100}{p} \right)^{\frac{R_a}{c_{pa}}} \sim \left[T + \frac{r_v L_v(T)}{c_{pa}} \right] \left(\frac{100}{p} \right)^{\frac{R_a}{c_{pa}}}. \quad (20)$$

En retranchant membre à membre les équations (19a) et (20), on a

$$\Theta_{ae} - \Theta_{ie} \simeq \frac{r_v L_v(T)}{c_{pa}} \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right) \left(\frac{100}{p} \right)^{\frac{R_a}{c_{pa}}} > 0 \quad (21)$$

car $T > T_c$.

Les différences entre les températures potentielles adiabatique et isobarique équivalente et du thermomètre mouillé, données par les équations (16) et (21), sont en général trop grandes pour être négligées; l'assimilation des températures adiabatique et isobarique est donc une approximation qui ne peut être admise que dans certains cas. Il en résulte que la quasi-invariance de θ_{ie} est sujette à caution.

On déduit immédiatement des équations (14') et (19') que

$$\Theta_{ae} \simeq \Theta_{aw} e^{\Omega_{\Theta_{aw}}} \simeq \Theta_{aw} + \frac{(r_v L_v) \Theta_{aw}}{c_{pa}}. \quad (22)$$

Cette équation permet de déterminer θ_{ae} lorsqu'on connaît θ_{aw} et réciproquement, ce qui montre que ces deux températures potentielles sont deux aspects différents d'un même invariant. Remarquons que s'il est relativement facile de déterminer θ_{ae} à partir de θ_{aw} , l'inverse est plus difficile à cause de la présence de θ_{aw} dans l'expression $(r_v L_v) \theta_{aw}$. A cause de son calcul graphique plus rapide, θ_{aw} est généralement employé dans la pratique; toutefois, en théorie, il est plus souvent fait usage de θ_{ae} à cause de sa forme plus simple.

(Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik Wien.)

Die Verwertung der Höhenwetterkarte zur Beurteilung der Wetterwirksamkeit von Kaltfronten in den Südalpen.

Von

Leopold Kletter.

Mit 11 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Viele Kaltfronten, die mit Südkurs den Alpenhauptkamm überschreiten und in das Südalpengebiet eindringen, sind dort außerordentlich wetterwirksam. Andere Kaltfronten, die über die Alpen hinwegziehen, werden dagegen in den Südalpen durch Föhnerscheinungen fast völlig aufgelöst.

In vorliegender Arbeit wird an Einzelbeispielen das Verhalten von Kaltluftströmungen beim Überqueren der Alpen und beim Eindringen in das Südalpengebiet eingehend untersucht. Dabei zeigt sich, daß durch charakteristische Merkmale der Strömungen eine einwandfreie Unterscheidung der beiden Arten von Kaltlufteinbrüchen in das Südalpengebiet möglich ist. Vor allem lassen sich beide Fälle durch Anwendung der Höhenwetterkarte gut auseinanderhalten.

Es ergibt sich, daß eine Kaltfront dann die Südalpen wetterwirksam überquert, wenn dieses Gebiet auf der Vorderseite eines in der Höhenkarte in Erscheinung tretenden Höhentrogcs liegt, daß dagegen die Front durch Föhnwirkung aufgelöst wird, wenn die Südalpen auf der Rückseite des Höhentrogcs liegen.

Summary. Many cold fronts which cross the principal crest of the Alps in a Southerly direction and penetrate into the region are very active in that region. Other cold fronts, however, die out almost completely when crossing the Southern Alps, due to Föhn phenomena.

In the present paper, the behaviour of cold air currents crossing the Alps and penetrating the Southern Alps region is thoroughly discussed by analysing individual examples. Thereby it is shown that a clear distinction between the two kinds of cold air invading the Southern Alps region can be drawn from considering the characteristic features of the airstream. Both cases can be easily recognised by examination of the relevant upper air charts.

Cold fronts are active in the Southern Alps when this region lies ahead of a high-level trough in the upper air: whilst cold fronts die out through the effect of the Föhn when the Southern Alps lie to the rear of a high-level trough.

Résumé. De nombreux fronts froids dirigés vers le Sud et qui traversent les Alpes se révèlent extrêmement actifs sur le versant sud de cette chaîne. D'autres fronts au contraire disparaissent presque complètement en franchissant le faite montagneux à cause du phénomène de foehn.

On examine ici des cas déterminés de passages de masses d'air froides par-dessus les Alpes et leur écoulement sur le versant opposé. En repérant certaines caractéristiques de ces courants, il est possible de distinguer nettement les deux types d'invasion froide au Sud des Alpes. Cette distinction est particulièrement facile par l'emploi des cartes de pression en altitude.

On constate alors qu'un front froid reste actif en traversant les Alpes lorsque la partie antérieure d'un couloir de basse pression en altitude se trouve sur le versant sud, mais qu'il y a frontolyse par foehn lorsque la partie postérieure de ce couloir se trouve sur cette région.

Zur Herausgabe einer brauchbaren Wettervorhersage für die Südalpen ist häufig die Frage zu beantworten, welche Wettererscheinungen Kaltluftmassen, die aus nördlichen Richtungen gegen die Alpen strömen und sie überqueren, dort hervorrufen werden. Viele Kaltfronten gehen über dieses Gebiet mit allen Wettererscheinungen hinweg, die bei ungestörtem Durchzug von Kaltfronten auftreten, also mit Gewittern, Regen- oder Schneeschauern und starker Abkühlung. Ebensooft brechen aber Kaltluftmassen als Föhn in die südalpinen Täler durch und führen dann zu Wolkenauflösung, Erwärmung und starkem Rückgang der relativen Feuchtigkeit.

In vorliegender Arbeit wird versucht, eine Regel zu finden, die Antwort auf die Frage gibt, *unter welchen Bedingungen in den Südalpen Kaltlufteinbruch mit den bekannten Schlechtwettererscheinungen erfolgt und wann die Kaltluftmassen als Föhn in die Täler hinabsteigen*. Wie das Ergebnis zeigt, läßt sich zur Entscheidung dieser Frage mit Erfolg die Höhenwetterkarte verwenden. Vorerst sei an einigen Beispielen die verschiedene Wetterwirksamkeit von Kaltlufteinbrüchen in den Südalpen dargelegt.

Das Vordringen kalter Luftmassen südlich der Alpen wurde in einem Raum studiert, der im Norden von der *Enns* und im Süden von der *Drau* begrenzt wird (Abb. 1). Dieser Raum zwischen Enns und Drau wird durch drei von Westen nach Osten verlaufende Täler, das Enns-, Mur- und Drautal, in zwei markante Teile gegliedert. Im ersten Teil zwischen Enns und Mur reihen sich langgestreckte von Westen nach Osten verlaufende Gebirgszüge aneinander, während der zweite Teil durch die Landschaft des Klagenfurter Beckens charakterisiert ist. Das obere Ennstal wird im Norden durch das *Dachsteingebirge* mit Erhebungen bis 2900 m, den *Grimming* (2300 m) und die Ausläufer des *Toten Gebirges* gegen den *Pyhrnpaß* hin abgegrenzt. Im Süden des oberen Ennstales erheben sich die langgestreckten ost-westwärts verlaufenden Gebirgszüge der *Radstätter Tauern* (bis 2800 m) und der *Niederer Tauern* (2500 m). *Aigen* im Ennstal, dessen Wetterablauf für das obere Ennstal als repräsentativ angesehen werden kann, ist von allen Seiten von Bergen, mit Höhen bis mindestens 2000 m, umgeben. Das Wetter in Aigen wird haupt-

sächlich noch durch Eigenheiten des nordalpinen Klimas beeinflusst. Das *Murtal* ist im Norden von den *Niederer Tauern* (2500 m) und den *Seckauer Alpen* (2400 m) abgeschlossen, im Süden von den *Gurktaler Alpen* (2300 m), den *Seetaler Alpen* (2400 m) und von der *Stub- und*

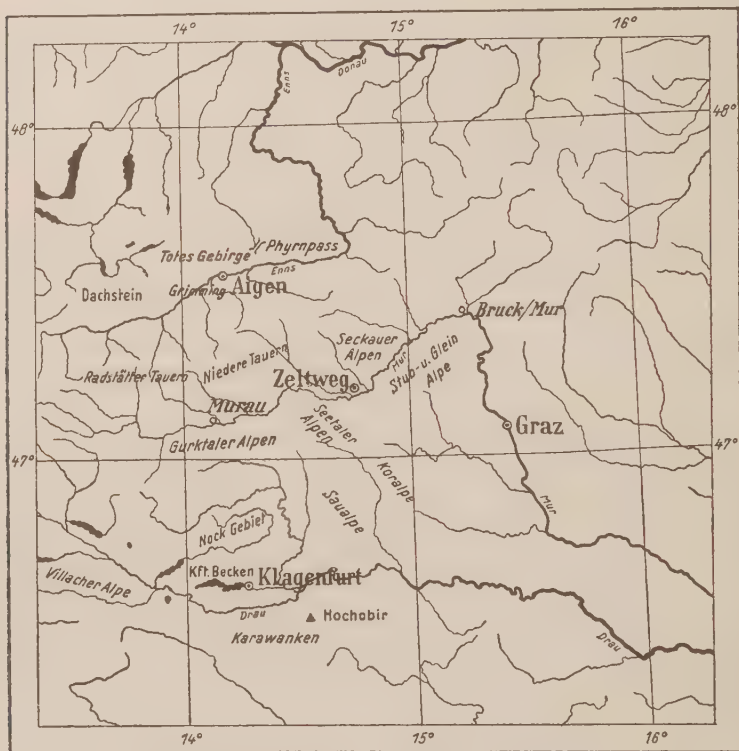


Abb. 1. Das östliche Alpengebiet.

Gleinalpe (2000 m). *Zeltweg* liegt südlich der *Seckauer Alpen*. Der Wetterablauf in *Zeltweg* kann als repräsentativ für das *Murtal* zwischen *Murau* und *Bruck* gelten.

Das *Klagenfurter Becken* ist ein sanft nach Westen ansteigendes hügeliges Gelände. Im Süden wird es von dem mächtigen Gebirgszug der *Karawanken* (2400 m), im Osten von der Nord-Süd streichenden *Saulpe* (2100 m) und *Koralpe* (2200 m), im Norden und Nordwesten vom *Nockgebiet* (2500 m), dem Skigebiet der *Südalpen*, und im Westen von der mäßig steil ansteigenden *Villacher Alpen* (2150 m) und dem erzeichen *Bleiberg* abgeschlossen. Eingebettet in dieses Becken liegt eine ganze Reihe von kleineren und größeren Seen, von denen der 12 km lange *Wörthersee*, der *Ossiachersee* und der *Faakersee* die bekanntesten sind.

I. Kaltlufteinbrüche mit Schlechtwetter in den Südalpen.

1. Wetterlage am 11. Juli 1942.

Über dem nordwestdeutschen Küstengebiet liegt das Zentrum eines Tiefdruckgebietes. An dessen Rückseite stoßen Kaltluftmassen vor und überschreiten die Alpen. Dabei bildet sich hinter der Kaltfront entlang des Nordabfalles der Alpen ein Hochdruckkeil (Abb. 2). Südlich der

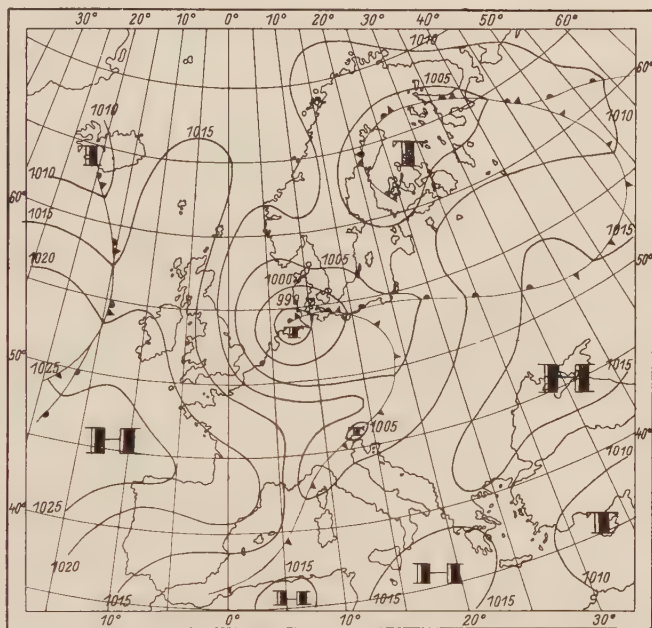


Abb. 2. Wetterlage vom 11. Juli 1942, 0800 Uhr.

Alpen kommt es zur Bildung eines schwachen Adriatiefs. Die dreistündigen Druckänderungsgebiete vor und hinter der Kaltfront haben nur geringe Intensität. Über England und Westfrankreich herrscht in 5000 m eine nördliche bis nordwestliche Höhenströmung. Bei 2° westlicher Länge biegt diese auf Südwest um (Abb. 3).

2. Wetterablauf im Südalpengebiet.

In *Aigen* erfolgt um 07 Uhr mit einsetzendem starkem Regen und bald nachfolgenden Gewittern der Frontdurchgang. Bei großen Schwankungen der Windrichtung zeigt der Luftdruck zunächst nur wenig und unregelmäßig steigende Tendenz und die Temperatur sinkt unmerklich. Um 09 Uhr tritt Beschleunigung des Wetterablaufs ein. Der Westwind frischt bis durchschnittlich 12 m/sec auf, der Luftdruck steigt rasch

um 4 mb an und die Temperatur sinkt stärker; von 07 bis 24 Uhr um 6°. Der Druck steigt in dieser Zeit um 8 mb. Die Gewitter werden nach 09 Uhr von Regenschauern abgelöst, die bis 24 Uhr anhalten und eine Regenmenge von 20 mm liefern.

Zwei Stunden später, nach dem Frontdurchgang in Aigen, um 09 Uhr, geht die Kaltfront mit Gewittern bei böigen Westwinden, die bis 13 m/sec auffrischen, über *Zeltweg* hinweg. Gleichzeitig mit Frontdurchgang setzt

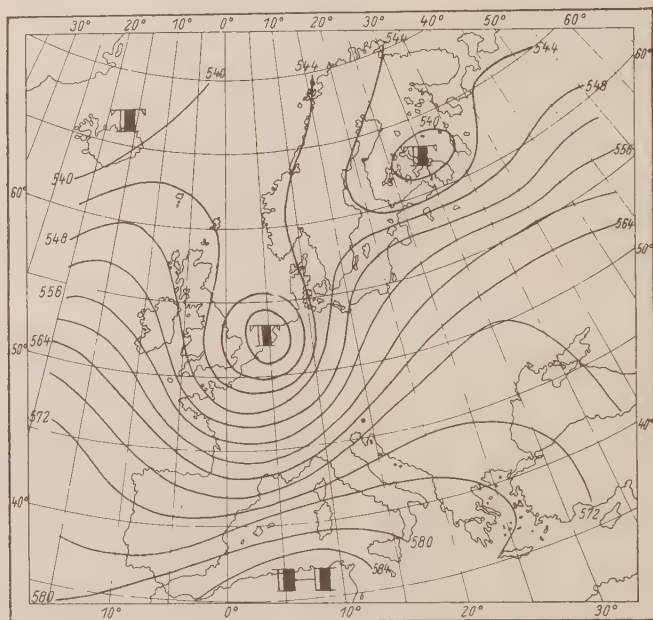


Abb. 3. Absolute Topographie der 500-mb-Fläche vom 11. Juli 1942, 0500 Uhr.

Druckanstieg ein. Mit einigen Unterbrechungen treten bis 17 Uhr immer wieder Gewitter auf, die nachher in mäßigen Regen übergehen, der bis Mitternacht andauert. Insgesamt fällt 19 mm Niederschlag. Die Abkühlung, die gegen Mittag durch die Einwirkung des täglichen Ganges der Temperatur kurzdauernd unterbrochen wurde, betrug von 09 bis 24 Uhr 7°. Der Druck stieg von 09 bis 24 Uhr um 7 mb.

Die Kaltluft erreicht *Klagenfurt* um 13 Uhr mit plötzlich auffrischenden und stark böigen Nordwinden von durchschnittlichen Windstärken um 12 m/sec, die Spitzenböen bis 18 m/sec annehmen. Gleichzeitig setzt sehr rascher und starker Temperaturrückgang, Anstieg der relativen Feuchtigkeit bis 90%, und starke Zunahme der Schauerbewölkung ein. Um 14 Uhr treten Regenschauer auf und nach 14 Uhr kommt es zu stärkeren Gewittern, die bis 17 Uhr andauern. Auch um 19 Uhr treten Gewitter und Schauer auf. Sie gehen um 22 Uhr in Regen über. Der Regen hält

bis zum nächsten Tag 02 Uhr 30 an. Er liefert eine Niederschlagsmenge von 32 mm. Die Temperatur fällt von 13 bis 24 Uhr um 11° und der Luftdruck steigt in dieser Zeit um 11 mb. Der Wetterablauf in Klagenfurt, wie auch in Zeltweg und Aigen, entspricht dem Wetterablauf, wie ihn BERGERON [1] bei Durchzug der „Kaltfront erster Art“ beschreibt.

3. Wetterablauf auf dem Hochobir (2044 m).

Dieser läßt die Auswirkung des Kaltlufteinbruches in der Höhe beurteilen. Auf dem Hochobir herrschte bis 19 Uhr, also noch sechs Stunden nach dem Frontdurchgang in Klagenfurt, der bei nördlichen Winden erfolgte, *Südweststurm* von der Stärke 8 bis 9 Beaufort. Die in Klagenfurt um 13 Uhr durchgegangene Kaltfront, die am Boden eine Abkühlung von 9° hervorrief, traf auf dem Hochobir zunächst nicht ein. Allerdings beginnt auch auf dem Obirgipfel, etwa gleichzeitig mit der Abkühlung im Tal, die Temperatur allmählich zurückzugehen. Es handelt sich hier um den Effekt, der von SCHERHAG [2] als die „kontinuierliche Komponente der Abkühlung an einer Kaltfront“ bezeichnet wird und im übrigen als präfrontale Abkühlung bekannt ist. Schon im südlichen Luftstrom beginnt die Temperatur zu sinken. Der rasche Temperaturrückgang in Klagenfurt selbst stellt nach der Ausdrucksweise SCHERHAGS die „diskontinuierliche Komponente der Abkühlung an der Kaltfront“ dar. Wiederholt hat FICKER [16, 17] bereits im Jahre 1922 nachdrücklich darauf hingewiesen, „daß dem Kälteeinbruch in der Tiefe zuerst in hohen Schichten Abkühlung vorausgeht, welche mit den später in der Tiefe einbrechenden Luftmassen nichts zu tun hat.“ FICKER [17] bemerkt weiter: „Diese von der Höhe nach unten fortschreitende Abkühlung stellt ein häufiges Vorstadium des späteren Kälteeinbruches dar und wurde als Verdrängung antizyklonal warmer, absteigender Luft durch horizontal oder aufsteigend zufließende Luft gedeutet.“

Um 23 Uhr meldet der Hochobir böigen Nordwind von der Stärke 7. Zwischen 19 und 23 Uhr erst hat also die Diskontinuitätsfläche der Front den Gipfel des Hochobirs überquert. Der Luftdruck auf dem Obir war zunächst gleich geblieben. Erst um 18 Uhr 30 stieg er langsam um 2 mb an. Von 13 bis 24 Uhr beträgt die Abkühlung auf dem Obirgipfel 11° . Die dort ausgefallene Niederschlagsmenge beträgt 17 mm.

4. Aerologische Beobachtungen.

Die Messungen der Radiosondenstation Klagenfurt geben Aufschluß über die Temperatur- und Feuchtigkeitsverhältnisse in der freien Atmosphäre. Die Aufstiege, vor und nach dem Kaltlufteinbruch verglichen, lassen bis 1900 m stärkere Abkühlung bis zu 9° erkennen (Abb. 4). Oberhalb 1900 m erreicht die Abkühlung nicht mehr den nach A. SCHMAUSS [3] für Luftmassenwechsel maßgeblichen Grenzwert von $4,5^{\circ}$. In Obirhöhe beträgt die Abkühlung 4° , in 2300 m nur mehr $1,5^{\circ}$ und bis 9000 m noch weniger. Die relative Feuchtigkeit hat in den untersten Schichten bis 800 m dem täglichen Gang entsprechend abgenommen, darüber zu-

genommen. Bis 2000 m ist die Zunahme nur gering, oberhalb 2000 m aber sehr beträchtlich. In 3000 m und darüber beträgt die relative Feuchtigkeit 100%. Über den in tieferen Schichten von Norden her einbrechenden Kaltluftmassen strömen wärmere und feuchte Luftmassen aus Südwesten.

In der Höhenwetterkarte liegt über Holland ein Höhentief (Abb. 3). Auf der Rückseite dieses Tiefs herrscht über England eine Nordströmung, die über Nordwestfrankreich auf Nordwest bis West umbiegt. Längs der Linie Holland—Bucht von Biskaya biegt die Höhenströmung auf Südwest um. Die Südalpen liegen demnach auf der Vorderseite des Höhentroges. In 5000 m weht über Klagenfurt ein Südweststurm mit einer

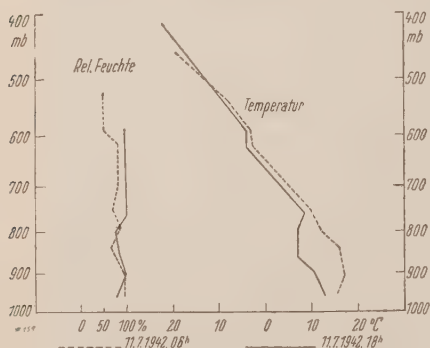


Abb. 4. Radiosondenaufstiege von Klagenfurt.

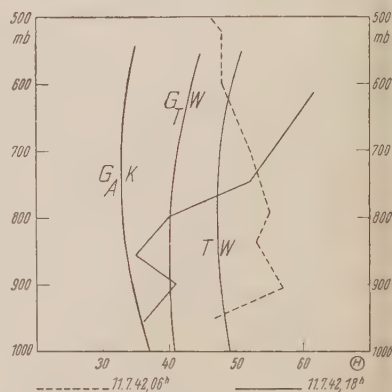


Abb. 5. Äquivalentpotentielle Temperaturen über Klagenfurt.

Stärke von 80 km/h. Der Südweststurm weht bis 19 Uhr auch auf dem Hochobir. In der absoluten Topographie der 225 mb-Fläche und auch in der absoluten Topographie der 97 mb-Fläche ist ebenfalls der Verlauf der Isohypsen über dem Alpengebiet von SW nach NE gerichtet. Über den Südalpen herrscht also von 2000 bis mindestens 16 000 m Südweststurm. Unterhalb 2000 m arbeitet sich von Norden her Kaltluft vor, deren Weg von der Enns bis Klagenfurt gut verfolgt werden kann. Sie wird auch vom Radiosondenaufstieg Klagenfurt bis 2000 m registriert. Die Südweststürme über der aus Norden einfließenden Kaltluft befördern subtropische Luftmassen, wie die äquipotentiellen Temperaturen beweisen (Abb. 5).

Ähnliche Wettererscheinungen, wie sie bei dem eben ausführlicher behandelten Kaltlufteinbruch in den Südalpen beobachtet wurden, zeigen auch die Kälteeinbrüche vom 27. bis 28. März 1940, 28. bis 29. September 1940, 13. bis 14. Juni 1941, 12. bis 13. August 1941, 20. bis 21. August 1941, 29. bis 30. August 1941 und 15. bis 16. Juni 1942. Bei allen diesen Einbrüchen zeigt sich die Kaltfront in den Südalpen als äußerst

wetterwirksam. Die Niederschlagsmengen an den südalpinen Stationen erreichen oft die beachtlichen Werte von 20 bis 30 mm. Auf eine eingehendere Behandlung dieser weitgehend ähnlich verlaufenden Kälteeinbrüche muß hier verzichtet werden. Überblickt man aber alle diese Fälle und faßt man die gemeinsamen Merkmale aller in das Südalpengebiet mit Schlechtwetter eingedrungenen Kaltfronten zusammen, so ergeben sich folgende Verhältnisse:

1. Die Kaltluftmassen überschreiten mit nördlichen Winden die Salzburger Kalkalpen und dringen mit verbreiteten Gewittern oder Schauern in das Südalpengebiet ein. Die Gewitter oder Schauer gehen nach einiger Zeit in langanhaltende und gleichmäßige Regenfälle über. Die gefallenen Niederschlagsmengen sind beträchtlich. Im Durchschnitt liegen sie zwischen 20 und 30 mm, wobei in Klagenfurt meist größere Regenmengen fallen als in Zeltweg und Aigen.

2. Die Kaltluftmassen treffen in Klagenfurt fast immer mit nördlichen Winden ein. Im Ennstal werden die Nordwinde sehr oft zu Westwinden umgelenkt, entsprechend dem Verlauf des Tales. Im Murtal strömt die Kaltluft häufig über das Tal hinweg und erzeugt Leewirbel, die Winde aus südlichen Richtungen in der Talsohle zur Folge haben.

3. Vor dem Einbruch der Kaltluft ins Klagenfurter Becken wehen auf dem Hochobir stürmische Südwestwinde, die oft Windstärken bis 9 Beaufort erreichen. An den Karawanken bildet sich dabei eine Föhnmauer. In Klagenfurt erfolgt dann meist Föhndurchbruch (Süd- bis Südwestföhn), vorausgesetzt, daß dieser präfrontale Zustand nicht während der Zeit der Föhnpausen herrscht.

4. Die Kaltluft bringt allen Talstationen kräftige Abkühlung. Auf dem Obir beträgt die Temperaturabnahme 5 bis 11°. Sie ist in jedem untersuchten Falle größer als 4,5° (Temperaturgrenzbedingung nach SCHMAUSS [3] für Luftmassenablösungen).

5. Der Kaltlufteinbruch ist mit steigendem Luftdruck in den Talstationen verbunden. Der gesamte Druckanstieg während des Einbruchs übersteigt aber fast nie 10 mb. Im Durchschnitt liegt er bei 5 mb.

6. Am Hochobir bleibt der Luftdruck während des Kaltlufteinbruchs im Klagenfurter Becken gleich oder seine Tendenz ist leicht fallend.

7. Der Luftdruck in den Talstationen beginnt im Augenblick des Einfließens der Kaltluft zu steigen. Die Druckänderungen in den Niederungen sind „sekundärer“ Natur.

8. Die Kaltluft erreicht den Gipfel des Hochobirs fast immer viel später als Klagenfurt; die Verspätungen betragen bis zu 12 Stunden.

9. Die in das Klagenfurter Becken einfließenden Kaltmassen erreichen nur Höhen, die höchstens einige hundert Meter über dem Gipfel des Hochobirs liegen, wie aus den Temperaturvergleichen der Radiosonden von Klagenfurt und den äquivalentpotentiellen Temperaturen hervorgeht. Über dieser Kaltluft strömen wärmere Luftmassen aus südlichen Richtungen.

10. Der beim Durchzug der Kaltluftmassen beobachtete Wetterablauf entspricht dem von BERGERONS „Kaltfront erster Art“.

11. Auf der Rückseite der über die Alpen gedrunghenen Kaltfront bildet sich am Nordabfall der Alpen ein Hochdruckkeil aus und vor der Kaltfront ein schwaches Tief über der Adria.

12. Die dreistündigen Luftdruckänderungen zeigen hinter der Front nur schwache Drucksteiggebiete, vor der Front geringe Druckfallgebiete.

13. Klagenfurt liegt jedesmal auf der Vorderseite des in der absoluten Topographie der 500 mb-Fläche ausgebildeten Höhentrog.

II. Kaltluftereinbrüche mit Schönwetter in den Südalpen.

1. Wetterlage am 26. und 27. Jänner 1942.

Am 26. Jänner wird Mitteleuropa von einem Tiefdrucksystem mit Kernen über Belgien, unterer Adria und Polen bedeckt. An der Rückseite dieses Tiefdrucksystems dringen Kaltluftmassen nach Süden vor

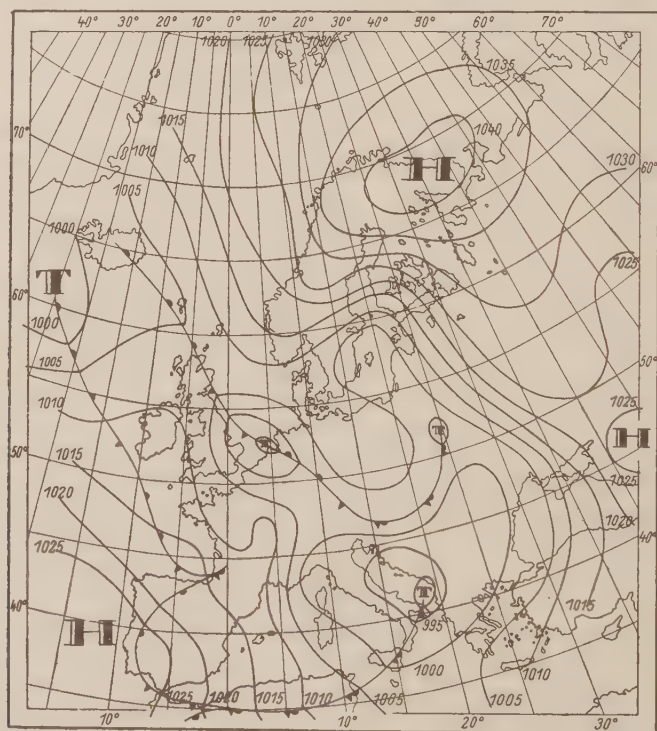


Abb. 6. Wetterlage vom 26. Jänner 1942, 0800 Uhr.

(Abb. 6). Über Mitteleuropa befindet sich ferner ein dreistündiges Drucksteiggebiet bis 3 mb. Die absolute Topographie der 500 mb-Fläche zeigt ein kräftiges Höhentief über Schweden. Längs der Linie Thorn—Krakau—

Budapest—Sizilien biegen die Isopotentialen zyklonal um. Westlich der Umbiegungsstelle herrscht eine kräftige nordwestliche Höhenströmung (Abb. 7).

Am 27. Jänner ist das Tiefdruckgebiet bereits nach Südosten abgedrängt und liegt nun über dem Balkan. Die Kaltluftmassen dringen über die Alpen (Abb. 8). Über Mitteleuropa liegt nun ein sehr starkes dreistündiges Drucksteiggebiet bis 12 mb. Der Kern des Höhentiefs

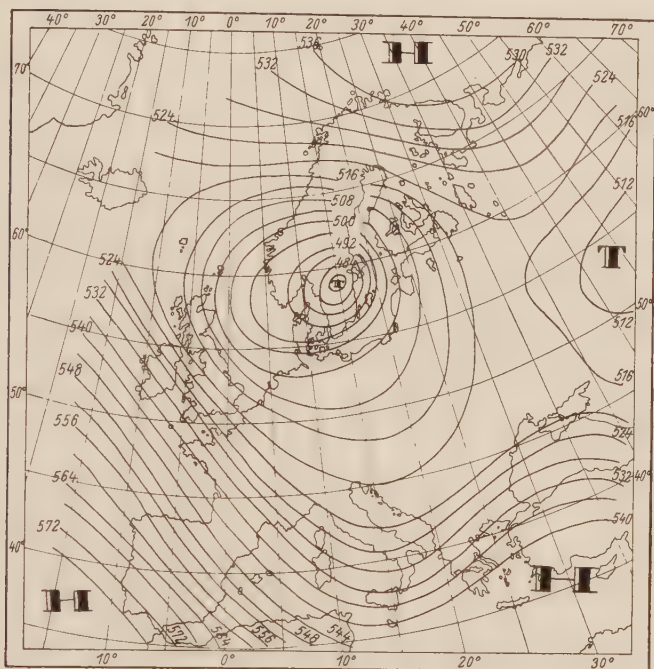


Abb. 7. Absolute Topographie der 500-mb-Fläche vom 26. Jänner 1942, 0500 Uhr.

liegt unverändert über Südschweden. Die zyklonale Umbiegungsstelle liegt nun auf der Linie Stettin—Wien—Belgrad—Saloniki. Über Westdeutschland wehen stürmische Nordwestwinde, die über den Alpen etwas abschwächen.

2. Wetterablauf im Südalpengebiet.

Der Kaltlufteinbruch geht in *Aigen* mit sehr eindrucksvollen Wettererscheinungen vor sich. Um 07 Uhr setzt lebhafter Westwind ein und erreicht Spitzenböen bis 22 m/sec. Gleichzeitig steigt der Luftdruck sehr steil an. In zwei Stunden beträgt der Druckanstieg 12 mb. Auch die Abnahme der Temperatur ist sehr eindrucksvoll. Von 07 bis 12 Uhr findet Abkühlung um 15° statt. Die Kaltluft bricht mit Schneeschauern

herein, doch findet schon zweieinhalb Stunden nach dem Einbruch ein Auflockern der Bewölkung statt und noch eine Stunde später ist die Bewölkung bis 5/10 zurückgegangen. Die Niederschlagsmenge beträgt 1,6 mm. Mittelhohe und hohe Wolken waren nicht vorhanden. Die Bewölkung nimmt weiterhin ab. Um 15 Uhr sind nur mehr „Spuren“ vorhanden.

Der Wetterablauf erfolgt auch in *Zeltweg* sehr markant. Um 10 Uhr kommt böiger Nordwestwind auf, der Spitzenböen bis 17 m/sec erreicht.

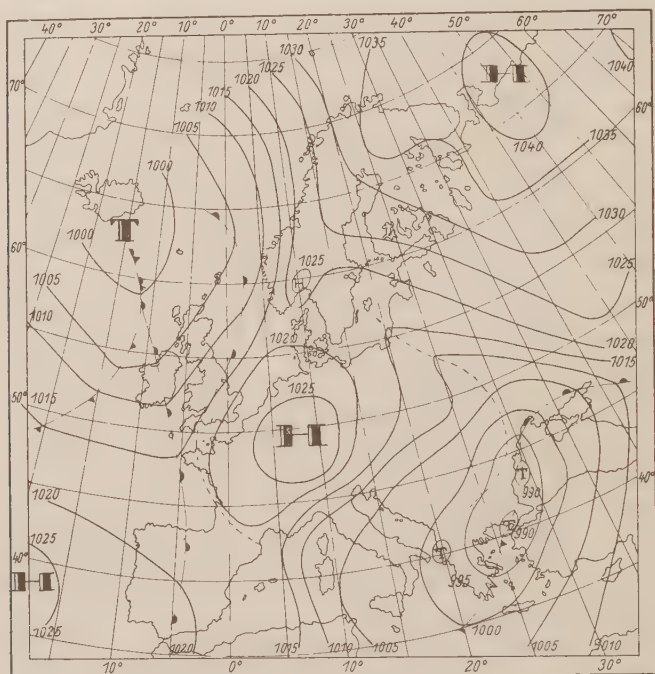


Abb. 8. Wetterlage vom 27. Jänner 1942, 0800 Uhr.

Der Luftdruck beginnt stark anzusteigen, bis 19 Uhr um 13 mb und die Temperatur nimmt sprunghaft um 5° zu. Die Bewölkung nimmt nach diesem Föhndurchbruch bis auf 1/10 ab. Niederschläge sind nicht gefallen.

Auch in *Klagenfurt* geht der Kaltlufteinbruch sehr eindrucksvoll vor sich. Um 12 Uhr 30 kommen böige Nordwinde auf, die bald Spitzenwerte bis 13 m/sec erreichen und die Bodeninversion rasch wegräumen. Die Temperatur steigt dabei in kurzer Zeit um 9° . Die relative Feuchtigkeit sinkt von mehr als 90% auf 23%. Zur selben Zeit tritt auch Sichtbesserung und Aufheiterung ein. Die Kaltluft ist hier im Gegensatz zu Aigen mit kräftigen Föhnerscheinungen durchbrochen. Der Luftdruck begann um 07 Uhr stärker anzusteigen und stieg in 12 Stunden insgesamt um 12 mb.

Es ist sehr bemerkenswert, daß der Luftdruck an allen drei Stationen und auch, wie wir gleich sehen werden, auch am Hochobir gleichzeitig anzusteigen beginnt, unabhängig von dem Zeitpunkt der einbrechenden Kaltluft. Vor dem Kaltlufteinbruch ist der Druckanstieg demnach durch „primäre“ Vorgänge (im Sinne FICKERS) bedingt. Nach dem Einbruch überlagern sich den primären Vorgängen noch „sekundäre“.

3. Wetterablauf auf dem Hochobir (2044 m).

Vor Ankunft der Kaltluft auf dem Gipfel des Hochobirs wehen dort stärkere Südwestwinde bis 6 Beaufort. Die um 07 Uhr 40 angestellte Meldung gibt Nordwest, Stärke 4. Da aber erst um 10 Uhr scharfer Temperaturrückgang einsetzt, kann erst um diese Zeit die Kaltluft auf dem Hochobir eingetroffen sein. Vor 10 Uhr hat die Temperatur sogar noch leicht zugenommen. Die Kaltluftmasse überströmt mit Winden aus NNW bis N den Hochobir und ruft Abkühlung um 10° hervor. Der Luftmassenwechsel ist auch sehr deutlich am Gang der relativen Feuchtigkeit zu erkennen. Bis zum Kaltlufteinbruch steigt die relative Feuchtigkeit bis über 90%, um nachher auf 50% herabzusinken. Der Luftdruck beginnt um 07 Uhr anzusteigen. Er steigt bis 18 Uhr um 5 mb und bleibt dann gleich.

Es ist beachtlich, daß bei diesem Fall die Kaltluft auf dem Hochobir um $2\frac{1}{2}$ Stunden *früher* eintrifft als unten in Klagenfurt. Die Kaltluft steigt erst um 12 Uhr 30 als Föhn ins Klagenfurter Becken hinab. Vorher waren die Bedingungen zum Föhndurchbruch nicht gegeben (FICKER [4]). Um 10 Uhr, bei Beginn des Kaltlufteinbruches auf dem Obir, hat Klagenfurt eine Temperatur von -17° , der Hochobir -11° . Im Klagenfurter Becken lagert also eine kräftige Inversion, die den Föhndurchbruch zunächst verhindert. Bis 12 Uhr erfolgt auf dem Obir Abkühlung bis -17° und in Klagenfurt Erwärmung durch Sonneneinstrahlung bis -13° . Die Inversion im Klagenfurter Becken ist nun weggeräumt worden. Die Kaltluft beginnt jetzt abzusinken. Um 12 Uhr 30 erreicht sie als Föhn den Boden des Klagenfurter Beckens.

Um 14 Uhr hat Klagenfurt eine Temperatur von -4° , der Hochobir -18° . Die Luft auf dem Obir ist also um 14° kälter als in Klagenfurt. Diese Temperaturdifferenz entspricht nahezu dem Föhngradienten.

4. Aerologische Beobachtungen.

Ein Vergleich der Radiosondenaufstiege von Klagenfurt vor und nach dem Kälteeinbruch ergibt bis 4000 m eine Temperaturabnahme von mehr als 5° , mit Ausnahme der bodennahen Luftschichten, wo wegen Beseitigung der Bodeninversion Erwärmung stattgefunden hat. Oberhalb 4000 m nimmt der Betrag der Abkühlung sehr rasch ab (Abb. 9). Der obere Teil der Troposphäre von 4500 bis 9000 m hat sich kräftig erwärmt. Die Temperaturzunahme beträgt meist 5 bis 7° . Vor der

Kaltluft lag über Klagenfurt eine hochreichende G_A (Abb. 10). Nach dem Einbruch wird durch die äquivalentpotentiellen Temperaturen bis 3900 m arktische Kaltluft festgestellt. Die relative Feuchtigkeit vom Boden bis mindestens 4000 m hat sehr stark abgenommen.

In der Höhenkarte liegt am 26. Jänner 1942 über Südschweden ein kräftiges Höhentief (Abb. 7). Längs der Linie Thorn—Krakau—Budapest—Sizilien biegen die Isopotentialen zyklonal um. Westlich dieser Umbiegungslinie verlaufen sie von NW nach SE. Der Gradientwind in 5000 m über Klagenfurt kommt aus Nordwesten mit 35 bis 40 km/h.

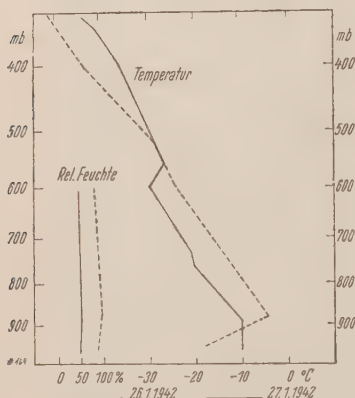


Abb. 9. Radiosondenaufstiege von Klagenfurt.

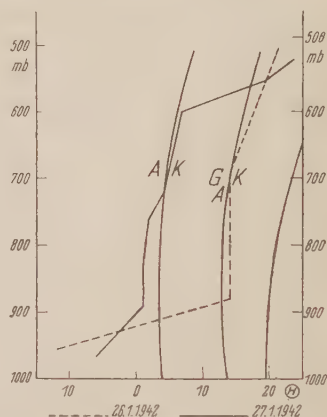


Abb. 10. Äquivalentpotentielle Temperaturen über Klagenfurt.

Bis zum 27. Jänner hat sich der Kern des Höhentiefs nicht wesentlich verlagert. Die zyklonale Umbiegungsstelle der Isopotentialen ist etwas weiter nach Osten gerückt. Die Strömung über Nordwestdeutschland hat sich bedeutend verstärkt. Über dem östlichen Atlantik ist in der Höhe wärmere Luft zugeführt worden, die dort einen Höhenhochkeil aufgebaut hat. Dieser verschärfte Temperaturgegensatz in der Höhe verursacht eine verstärkte Höhenströmung. Über Klagenfurt ist keine Änderung der Höhenströmung eingetreten. *Die Südalpen liegen auf der Rückseite des Höhentrog.*

Ähnliche Wettererscheinungen zeigen auch die Fälle vom 19. bis 20. Februar 1940, 14. bis 15. März 1940, 17. bis 18. März 1941, 11. bis 12. Oktober 1941, 25. bis 26. Dezember 1941 und 11. bis 12. Februar 1942. In Zeltweg und Klagenfurt erfolgt jedesmal Auflösung der Kaltfront durch föhn- oder boraartige Erscheinungen. Lediglich in Aigen, das noch nordalpine Züge der Witterung aufweist, dauert das Schlechtwetter in manchen Fällen fort, wie z. B. nach dem Kaltlufteinbruch vom 11. bis 12. Oktober 1941. Nach dem Kaltfrontdurchgang um 04 Uhr früh des

12. Oktobers beginnt es in Aigen stärker zu regnen. Der Regen ist anhaltend, nimmt aber um 08 Uhr Schauercharakter an. Um 10 Uhr geht der Regen in Schneefall über. Die ausgefallene Niederschlagsmenge bleibt mit 8 mm weit hinter den Niederschlagsmengen zurück, die die Fälle „Kaltlufteinbrüche mit Schlechtwetter“ ergeben haben. In Zeltweg erfolgt bei auffrischenden Westwinden am 12. Oktober nach 04 Uhr Aufheiterung, in Klagenfurt bei Nordwinden um 05 Uhr. In der Mehrzahl der oben angegebenen Fälle bleibt das Wetter auf dem Hochobir schlecht. Die Strömung, die im Murtal und im Klagenfurter Becken eine stark absteigende Komponente besitzt, wird durch die Gebirgskette der Karawanken südlich von Klagenfurt wieder zum Aufsteigen gezwungen. Dabei erfolgt Wolken- und Niederschlagsbildung. Die Regenmengen sind aber verhältnismäßig gering. Sie übersteigen nur selten 3 mm. Werden alle behandelten Fälle „Kaltlufteinbrüche mit Schönwetter“ zusammengefaßt, so ergibt sich:

1. Die Kaltluftmassen überschreiten mit nördlichen Winden die Salzburger Kalkalpen und steigen meist als Föhn oder Bora in die Täler der Südalpen hinab. Dabei tritt Aufheiterung ein. Nur in nördlicher gelegenen Tälern, wie z. B. im Ennstal, kommt es zu Niederschlägen, die aber nicht ergiebig sind.

2. Alle untersuchten Föhn- bzw. Boraeinbrüche gehen bei Nordwinden vor sich. In Aigen treten stürmische und böige auf Westrichtung umgelenkte Winde auf.

3. Vor dem Kaltlufteinbruch ins Klagenfurter Becken wehen auf dem Hochobir oft stürmische Südwestwinde.

4. Die Kaltlufteinbrüche bringen dem Ennstal starke Abkühlung. Im Murtal und im Klagenfurter Becken tritt meist Erwärmung durch Föhn, manchmal auch Abkühlung durch Bora ein, selten aber auch schwaches Schauerwetter. Auf dem Hochobir kommt es in allen Fällen zu sehr starker Abkühlung.

5. Unabhängig vom Zeitpunkt des Kaltluft-Föhn- oder Boraeinbruches setzt in Aigen, Zeltweg und Klagenfurt *zur gleichen Zeit* Druckanstieg ein, der länger anhält und größere Beträge erreicht. An allen drei Orten ist der Betrag des gesamten Luftdruckanstieges ungefähr gleich.

6. Auch auf dem Hochobir beginnt zur gleichen Zeit als in den Talstationen der Luftdruck stark und andauernd zu steigen.

7. Der Luftdruckanstieg in den Talstationen ist vorwiegend „primärer“ Natur (im Sinne FICKERS). Der starke Luftdruckanstieg auf dem Hochobir und das gleichzeitige Einsetzen des Druckanstieges in allen Stationen, unabhängig vom Termin des Kaltlufteinbruches, liefern den Beweis dafür.

8. Die Kaltluft trifft meist früher auf dem Gipfel des Hochobir ein als unten in Klagenfurter Becken. Die Zeitdifferenz beträgt in den untersuchten Fällen 1 bis 2,5 Stunden.

9. Die in das Klagenfurter Becken einbrechenden Kaltluftmassen haben eine vertikale Erstreckung, die weit über Obirhöhe hinaufreicht. In den behandelten Fällen wurde 3900 m als niedrigste Höhe gefunden.

10. Die Kaltlufteinbrüche entsprechen dem Wetterablauf von BERGERONS „Kaltfront zweiter Art“.

11. Hinter der Kaltfront baut sich ein kräftiges Hochdruckgebiet auf, meist mit einem selbständigen Kern nördlich der Alpen. Vor der Kaltfront liegt tiefer Druck.

12. Die dreistündigen Druckänderungskarten zeigen über Mitteleuropa sehr starke Drucksteiggebiete, wobei deren Begrenzung in keinem Zusammenhang mit der Kaltfront steht.

13. Klagenfurt liegt immer auf der Rückseite des in der absoluten Topographie der 500 mb-Fläche ausgebildeten Höhentrog.

In der folgenden Tabelle sind die Auswirkungen der beiden Kaltlufteinbrüche gegenübergestellt.

Tabelle 1.

Fall (I)	Fall (II)
Kaltlufteinbruch mit Schlechtwetter	Kaltlufteinbruch mit föhniger Aufheiterung
(1) Luftdruckänderung	
Höhe: Druckfall	Höhe: Druckanstieg
Niederung: Schwacher Druckanstieg	Niederung: Starker Druckanstieg
(2) Strömung	
Südliche Höhenströmung	Nördliche Höhenströmung
Nördliche Bodenwinde	Nördliche Bodenwinde
(3) Vertikale Erstreckung der Luftmassen	
Kältewelle niedrig darüber Warmluftstrom	Kältewelle hochreichend
Weitere Merkmale	
Niederung: Abkühlung	Niederung der Südalpen: Erwärmung
Kaltlufteinbruch und Beginn des Druckanstieges zur gleichen Zeit	Druckanstieg unabhängig von Luftmassenänderungen
Kaltluft später in der Höhe als in der Niederung	Kaltluft früher in der Höhe als in der Niederung
Schwaches Druckänderungsgebiet begrenzt durch Kaltfront	Starkes Drucksteiggebiet überlappt Kaltfront
Südalpen Vorderseite des Höhentrog	Südalpen Rückseite des Höhentrog

III. Praktische Folgerungen.

Aus der großen Anzahl der beobachteten Erscheinungen sind in obiger Tabelle *drei Tatsachen* hervorgehoben, die es ermöglichen, beide Arten von Kaltlufteinbrüchen zu charakterisieren und sicher zu trennen.

Das in beiden Fällen verschiedenartige Verhalten von Luftdruckänderung in Niederung und Höhe, die unterschiedliche Höhenströmung und die ungleiche vertikale Erstreckung der hereinbrechenden Luftmassen sind Merkmale, welche beide Arten von Kaltluft einbrüchen einwandfrei auseinanderzuhalten gestatten und die Grundelemente für eine Wetterregel, die nun abgeleitet werden soll, liefern.

Alle drei Elemente (1), (2) und (3) in obiger Tabelle weisen auf die Verhältnisse in der Höhe hin. Es ist daher naheliegend, die *Höhenwetterkarte* zu Rate zu ziehen. Bei allen behandelten Kaltlufteinbrüchen bilden die Isopotentialen in der absoluten Topographie der 500 mb-Fläche einen Höhentrog, als die notwendige Folge der engen Beziehung zwischen Druckverlauf in der Höhe und der Temperatur in der darunter befindlichen Luftschicht, die A. SCHEDLER [5] aufgedeckt hat. Im allgemeinen verlagert sich der Höhentrog langsam von Westen nach Osten. Dann wird östlich einer bestimmten Linie, der Höhentroglinie, der Luftdruck im Niveau der 500 mb-Fläche und auch noch darunter überall fallen, westlich der Höhentroglinie wird er in diesem Niveau steigen.

Element (1) verlangt, daß im Fall „Kaltfront als Schlechtwettereinbruch“ der Luftdruck in der Höhe fällt, am Boden aber steigt. Diese Druckänderungen in Höhe und Niederung treten dann ein, wenn das Südalpengebiet auf der Vorderseite des Höhentrogges, ostwärts der Höhentroglinie, liegt und wenn das Einfließen der Kaltluft in den unteren Schichten bereits begonnen hat. Beim „Föhnfall“ steigt der Luftdruck am Boden und in der Höhe. Liegen die Südalpen auf der Rückseite des Höhentrogges, dann treten eben diese Druckänderungen in Niederung und Höhe ein.

Element (2) verlangt, daß im ersten Fall die mit nördlichen Winden einströmende Kaltluft von einer südwestlichen Höhenströmung überweht wird. Liegen die Südalpen auf der Vorderseite des Höhentrogges, dann sind diese Strömungsverhältnisse gegeben. Im zweiten Fall wehen in Höhe und Niederung Winde aus nördlichen Richtungen. Diese Strömungsverhältnisse sind dann gegeben, wenn die Südalpen auf der Rückseite des Höhentrogges liegen.

Element (3) kann ebenfalls leicht eingefügt werden. Liegen die Südalpen auf der Vorderseite des Höhentrogges, dann werden mit den bis in sehr großen Höhen vorkommenden südwestlichen Winden zunächst warme Luftmassen herangeführt. Sobald sich aber in den untersten atmosphärischen Schichten die niedrige Kältewelle auszubreiten beginnt, setzt auch in der Höhe bei andauerndem Südweststurm präfrontale Abkühlung ein, die aber nach FICKER [17] mit den in der Tiefe einbrechenden Luftmassen unmittelbar nichts zu tun hat. Nach SCHERHAG [2] sind es Kaltluftmassen, die in der Höhe um den Trog herumgeführt werden. Die mehr an der Außenseite des Höhentrogges herumgeführte Luft ist bei ihrer Ankunft wärmer als die weiter an der Innenseite des Trogges fließende Luft. In der Höhe geht also die Abkühlung in der Horizontalen kontinuierlich vor sich, nicht diskontinuierlich wie an der Kaltfront am Boden.

Liegen die Südalpen aber auf der Rückseite des Höhentrogcs, dann werden mit der in diesem Fall hochreichenden Nordströmung vertikal mächtigere und einheitlich zusammenhängende Kaltluftmassen herangeführt, die auf kürzestem Weg von Norden her ohne viel Umwege zum Alpengebiet gelangen und daher in der Höhe bedeutend kälter sind, als es im ersten Fall möglich ist.

Es ergibt sich somit folgende Regel: *Überquert eine Kaltfront die Alpen und liegt das Südalpengebiet auf der Vorderseite des Höhentrogcs, dann überquert die Kaltfront die Südalpen mit Schlechtwetter. Liegen die Südalpen auf der Rückseite des Höhentrogcs, dann wird die Kaltfront dort föhning aufgelöst.*

Mit dieser Regel ist der synthetische Zusammenbau der drei gegebenen Elemente gelungen. Es ist nunmehr auf die einfachste Weise, gleichsam nur durch einen Blick auf Boden- und Höhenwetterkarte, möglich, Luftdruckänderung, Strömungsverhältnisse in Niederung und Höhe, sowie vertikale Erstreckung der Luftmassen rasch zu übersehen und mit sehr großer Genauigkeit vorherzusagen, welche Wetterwirksamkeit eine herankommende Kaltfront im Südalpengebiet entfalten wird.

IV. Überprüfung der Wetterregel.

Eine sehr genaue Überprüfung der oben ausgesprochenen Wetterregel hat H. MOTHES [6] in einer bisher noch nicht veröffentlichten Arbeit vorgenommen. Er untersuchte 59 Fronten, bei deren Durchgang durch Klagenfurt die Richtung der Höhenströmung aus der absoluten Topographie der 500 mb-Fläche eindeutig nachweisbar war, ob sich unterschiedliche Niederschlagsverhältnisse in Klagenfurt ergeben, je nachdem Höhenströmungen mit nördlicher oder südlicher Komponente herrschten. In nachfolgender Tabelle nimmt er sowohl Kaltfronten als auch Okklusionen auf:

Tabelle 2.

Frontdurchgang, Datum und Stunde (alle 1942/43/44)		Frontart	Höhenströmung unter 270°	Nieder- schlag in mm	Höhenströmung über 270°	Nieder- schlag in mm
6. Jan.	18 Uhr	Kaltfront	260°	16,3		
24. Jan.	? „	Okklusion			340°	.
25. Jan.	15 „	Okklusion			300°	0
26. Jan.	14 „	Kaltfront			320°	.
27. Jan.	11 „	Kaltfront			340°	.
28. Jan.	16 „	Okklusion			350°	.
11. Febr.	15 „	Okklusion			280°	.
12. März	15 „	Kaltfront			320°	0
28. März	17 „	Kaltfront			300°	0,7
4. Mai	15 „	Kaltfront			340°	0
28. Juni	18 „	Okklusion			300°	0,7
15. Juli	18 „	Okklusion	220°	15,9		

Fortsetzung der Tabelle 2.

Frontdurchgang, Datum und Stunde (alle 1942/43/44)		Frontart	Höhenströmung unter 270°	Nieder- schlag in mm	Höhenströmung über 270°	Nieder- schlag in mm
23. Juli	19 Uhr	Kaltfront			300°	0
30. Juli	17 „	Kaltfront			310°	.
13. Sept.	16 „	Kaltfront			300°	0
9. Okt.	09 „	Kaltfront	240°	12,4		
11. Okt.	16 „	Kaltfront			300°	.
19. Okt.	01 „	Kaltfront			330°	.
17. Nov.	? „	Kaltfront			310°	.
22. Nov.	07 „	Kaltfront			290°	.
6. Dez.	06 „	Okklusion			280°	.
30. Dez.	? „	Okklusion	220°	12,5		
8. Jan.	15 „	Kaltfront			290°	.
7. Febr.	19 „	Kaltfront	260°	1,5		
13. Febr.	15 „	Kaltfront			320°	.
16. Febr.	03 „	Kaltfront	230°	7,4		
3. März	15 „	Kaltfront			310°	.
6. März	16 „	Kaltfront			360°	.
1. Apr.	19 „	Kaltfront			310°	0
6. Apr.	18 „	Kaltfront	240°	4,1		
8. Apr.	02 „	Kaltfront			290°	1,9
26. Mai	10 „	Okklusion			310°	.
17. Juni	17 „	Kaltfront	250°	4,4		
24. Juni	13 „	Kaltfront			290°	2,4
26. Juni	10 „	Kaltfront			290°	0,5
10. Juli	21 „	Okklusion			310°	0,1
12. Aug.	06 „	Kaltfront	250°	1,8		
12. Nov.	? „	Okklusion			290°	.
25. Nov.	11 „	Okklusion	250°	16,1		
27. Dez.	? „	Okklusion			30°	0
31. Dez.	? „	Kaltfront			290°	.
4. Jan.	13 „	Kaltfront			290°	0
11. Jan.	? „	Kaltfront			310°	.
14. Jan.	19 „	Kaltfront			350°	.
8. Febr.	14 „	Kaltfront			310°	2,3
10. Febr.	16 „	Okklusion			330°	.
17. Febr.	17 „	Kaltfront			360°	.
12. März	24 „	Kaltfront			290°	1,0
13. März	22 „	Kaltfront			300°	.
21. März	17 „	Kaltfront			310°	0
25. März	01 „	Kaltfront			315°	
27. März	10 „	Okklusion			350°	.
29. Apr.	12 „	Kaltfront			340°	.
3. Mai	19 „	Kaltfront			320°	.
10. Juni	? „	Okklusion	240°	4,6		
12. Juni	? „	Kaltfront			330°	.
14. Juni	16 „	Kaltfront	250°	13,8		
17. Juni	? „	Kaltfront	220°	8,0		
21. Juni	10 „	Kaltfront			45°	1,5

Die Auswertung der Tabelle ergibt, daß sich bei allen Fronten, die bei Höhenströmungen aus einer Richtung von weniger als 270° Klagenfurt passierten, Niederschläge ergaben und zwar fast durchwegs stärkere, während bei Frontdurchgängen bei einer Höhenströmung aus einer Richtung von mehr als 270° nur 10 Fronten meßbare Niederschläge lieferten. Dabei handelt es sich durchwegs nur um geringfügige Niederschlagsmengen. Innerhalb der von MOTHES überarbeiteten Zeitspanne von 30 Monaten erweist sich also die Höhentrogregel als gültig, und zwar nicht nur in bezug auf Kaltfronten, sondern auch auf Okklusionen. Dieses Verhalten der Okklusionen bestätigen die Anschauungen SCHERHAGS [7], nach denen eine Okklusion immer in eine Kaltfront verwandelt wird, sobald die Abhebung der Warmfront Höhen von 2000 m überschreitet. Überquert eine Okklusion die Alpen, dann wird die Warmluft auf Höhen von fast 4000 m gehoben. *Jede Okklusion muß daher beim Überschreiten der Alpen zur Kaltfront werden.* Die Höhentrogregel gilt nach diesen Überlegungen für alle über die Alpen tretenden Kaltfronten und Okklusionen, die eine Abkühlung von mehr als $4,3^\circ$ auf den Bergen hervorrufen.

V. Zur Dynamik der Kaltlufteinbrüche.

Beim Schlechtwettereinbruch fließt die Kaltluft von Norden her in den Raum zwischen Enns und Drau ein, während auf dem Gipfel des Hochobirs mit unverminderter Stärke, vielfach bis 9 Beaufort, Südwestwinde wehen. Durch dieses aktive Vordringen der Warmluft über der Kaltluft wird ein Aufgleitprozeß aufrechterhalten, der die Ursache ergiebiger Dauerniederschläge ist, die fast immer den Gewittern oder Schauern des Kaltlufteinbruches folgen. Die obere Strömung ist dabei potentiell wärmer als die in der Tiefe vordringende Kaltluft. Der Schwerpunkt dieses Systems nimmt eine möglichst tiefe Lage ein und seine potentielle Energie strebt einem Minimum zu. Dadurch ist ein Gleichgewichtszustand gegeben, der erst durch äußere Einwirkungen umgeworfen werden kann und der von sich aus längere Zeit bestehen kann. So erklärt sich die längere Dauer der Niederschläge. Aus diesen Überlegungen geht hervor, daß zwischen Warm- und Kaltluft eine Grenzfläche existieren muß. Aufschluß über ihre Neigung gewinnt man aus der Tatsache, daß in vielen Fällen der Windsprung auf nördliche Richtung auf dem Hochobir erst stundenlang *nach* dem Eintreffen der Kaltluft in Klagenfurt eintritt. Die Existenz einer Grenzfläche, deren Bewegungszustand durch die Gleichung von MARGULES [8] definiert ist, darf somit als erwiesen gelten. Beim Einbruch der Kaltluft wird nach W. SCHMIDT [9] an dieser Grenzfläche ein Böenkopf erzeugt. Er ist die Ursache der Gewitter und der Niederschlagsschauer, die den Kaltlufteinbruch einleiten. Der Verlauf dieses Kaltlufteinbruches entspricht dem Wetterablauf von BERGERONS [1] „Kaltfront erster Art“. Im Zusammenhang mit der oben abgeleiteten Regel ergibt sich: *Bewegt sich eine Kaltfront, gesteuert durch das Bodendruckfeld (SCHERHAG [7] mit nördlichen Gradientenwinden und spielt sich dieser Vorgang auf der Vorder-*

seite des Höhentrogcs ab, dann hat die Front den Charakter einer Kaltfront erster Art. Es existiert dann eine Grenzfläche, die den Vorstellungen von MARGULES und W. SCHMIDT entspricht.

Bei der zweiten Art des Kaltlufteinbruches trifft die Kaltluft auf dem Gipfel des Hochobirs früher ein als in Klagenfurt. Durch Vergleich der Bodenwetterkarten mit den entsprechenden Höhenkarten ist leicht einzusehen, daß bei dieser Art von Kaltlufteinbrüchen die Nordströmung mit der Höhe zunimmt und daher die Kaltluft immer in der Höhe voreilen muß. Im Klagenfurter Becken kommt diese voreilende Kaltluft zunächst in der Höhe an und der Schwerpunkt einer herausgegriffenen Luftsäule nimmt daher eine verhältnismäßig hohe Lage ein. Die Luftmassen befinden sich nicht im Gleichgewichtszustand. Um das gestörte Gleichgewicht wiederherzustellen, beginnt die Kaltluft abzusinken und trifft schließlich am Grunde des Klagenfurter Beckens als Föhn oder Bora ein. Dadurch wird potentielle Energie in kinetische umgewandelt. Die freigewordene Energie wird teils zum Wegräumen der im Becken lagernden Bodeninversion verbraucht, teils äußert sie sich in kräftigen böigen Föhnstößen.

Die in der Höhe voreilende Kaltluft und die dadurch verursachte Instabilität der Luftmasse verhindert die Bildung einer Grenzfläche zwischen Kalt- und Warmluftmassen. W. SCHWERDTFEGER [10 u. 11] bezeichnet diesen Strömungszustand als „aktive Höhenströmung“ und findet, daß in einem solchen Strömungssystem sowohl das Kaltfrontschema der norwegischen Frontentheorie, die eine Grenzfläche zwischen Warm- und Kaltluft zur Voraussetzung hat, als auch die Vorstellung des SCHMIDTschen Böenkopfes aufgegeben werden muß. Nach SCHWERDTFEGER muß vielmehr in „aktiver Höhenströmung“ der Neigungswinkel der Kaltluft rasch größer werden. Dann kann alsbald, nach den Worten SCHWERDTFEGERS, ein Gleichgewichtszustand zwischen Warm- und Kaltluft nicht mehr bestehen, vielmehr wird im ganzen Grenzgebiet der beiden Luftmassen ein labiler Zustand eintreten müssen; es kommt zur Ausbildung einer „labilen Übergangszone“. Zu ähnlichen Vorstellungen kommt auch BERGERON [1] bei der Beschreibung seiner „Kaltfront zweiter Art“. Stellt man wieder den Zusammenhang mit der Höhentrogregel her, dann kommt man zu folgender Formulierung: *Bewegt sich eine Kaltfront im Strömungssystem der Rückseite des Höhentrogcs, dann hat die Front den Charakter einer Kaltfront zweiter Art. An die Stelle der Grenzfläche zwischen Warm- und Kaltluft und des SCHMIDTschen Böenkopfes, die in diesem Strömungssystem nicht existieren können, tritt eine labile Übergangszone.*

VI. Das Bodendruckfeld nach dem Kaltlufteinbruch.

Liegt der Raum zwischen Enns und Drau auf der Vorderseite des Höhentrogcs, auf jener Seite also, wo die Isopotentialen eine südwestliche Höhenströmung festlegen, dann kann der Druckanstieg am Boden, hervorgerufen durch den in den unteren Schichten erfolgten Kaltluft-

einbruch, nicht groß sein. Er ist höchstens so groß, als es der Dichte und der vertikalen Erstreckung der Kaltmasse entspricht. Sehr oft erreicht der beobachtete Druckanstieg diesen möglichen Höchstwert nicht. Kompensierender Druckfall in der Höhe, wie ihn der Druckverlauf auf dem Hochobir anzeigt, verhindert ein kräftiges Steigen des Luftdruckes am Boden. Solange das Südalpengebiet auf der Vorderseite des Höhentrogos bleibt, muß der Luftdruck in der Höhe fallen. Erst wenn die Troglinie des nach Osten vorrückenden Höhentrogos durchgezogen ist, steigt der Luftdruck auch in der Höhe wieder an.

Die Troglinie in der absoluten Topographie der 500 mb-Fläche deckt sich mit FICKERS [12] „primärer Depressionslinie“, die Kaltfront der Bodenwetterkarte mit seiner „sekundären Depressionslinie“ (Abb. 11).

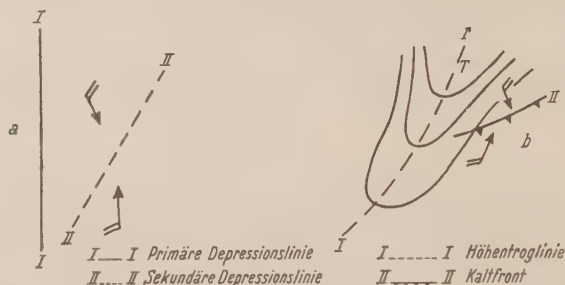


Abb. 11. Identifizierung der FICKERSchen „Depressionslinien“ (a) mit „Höhentroglinie“ und „Kaltfront“ der modernen Darstellung. Primäre Depressionslinie in (a) identisch mit Höhentroglinie in (b). Sekundäre Depressionslinie in (a) identisch mit Kaltfront in (b).

Die Höhentroglinie (primäre Depressionslinie) rückt nach Osten vor. Die der Höhentroglinie vorgelagerte Kaltfront (sekundäre Depressionslinie) folgt nicht der südwestlichen Höhenströmung, sondern deren Bewegung wird durch das Bodendruckfeld bestimmt, den Erkenntnissen SCHERHAGS [7] entsprechend. Mit dem Eintreffen der Kaltluft auf der Nordseite der Alpen hört der Druck zu fallen auf. Auf der Südseite geht der Druckfall bis zum Eintreffen der Höhentroglinie weiter und es kommt so zur charakteristischen Isobarenform des Alpenkeils und des Adriatiefs (FICKER [12]). Auf die Bedeutung dieses Isobarengebildes hat einmal SCHMAUSS mit den Worten „Verachtet mir den Westkeil nicht“ hingewiesen.

Aus der Gestaltung des Bodendruckfeldes erklären sich auch die größeren Niederschlagsmengen in Klagenfurt im Vergleich zu den Niederschlagsmengen in Zeltweg und Aigen. Klagenfurt liegt unter dem unmittelbaren Einfluß des Adriatiefs, während Zeltweg und erst recht Aigen dieser Beeinflussung mehr entrückt sind. Dazu kommt bei dieser Lage der Effekt des Oststaus im Klagenfurter Becken, wie ihn MESAL [13] geschildert hat.

Liegt der Raum zwischen Enns und Drau auf der Rückseite des Höhentrogos, dann ist bis in größere Höhen eine nördliche Strömung

vorhanden. Die herangeführten Kaltluftmassen haben eine große vertikale Mächtigkeit und diese Tatsache muß sich durch stärkeren Luftdruckanstieg am Boden bemerkbar machen. Dazu kommt noch, daß die Höhentroglinie bereits über den Raum zwischen Enns und Drau hinweggezogen ist und daher auch der Luftdruck in der Höhe steigen muß. Dieser „primäre“ Druckanstieg tritt tatsächlich auf dem Hochobir in Erscheinung. Der starke Druckanstieg in der Niederung, der durch Zusammenwirken des primären und sekundären Drucksteiggebietes zustande kommt, führt zum Aufbau eines Hochdruckgebietes, das häufig einen selbständigen Kern nördlich der Alpen ausbildet.

VII. Zusammenhang der Höhentrogregel mit den Tiefdruckstadien FICKERS.

FICKER [14] unterscheidet bekanntlich sechs Stadien einer Depression und bezeichnet diese Stadien mit a , b , c , a' , b' , c' . Der Kaltlufteinbruch erster Art, der sich auf der Vorderseite des Höhentroges abspielt, fällt mit dem Stadium „ c “ zusammen, das folgendermaßen beschrieben wird: „Oben Druckfall, unten Druckanstieg. Stadium des beginnenden Kaltlufteinbruchs auf der Rückseite der niederen Depression. Für den Druckverlauf in der Niederung wird der thermische Vorgang in der Zwischenschicht maßgebend.“

Der Kaltlufteinbruch zweiter Art, der sich auf der Rückseite des Höhentroges abwickelt, deckt sich mit FICKERS [14] Stadium „ a' “ eines Tiefdruckgebietes, das folgendermaßen charakterisiert wird: „Oben und unten Druckanstieg, unten stärker, da Temperaturfall in der Zwischenschicht anhält; Rückseite der Depression und stärkster Druckanstieg in der Niederung; hohe und niedrige Druckwelle gehen in derselben Richtung“.

Anders formuliert kann man den unterschiedlichen Sachverhalt zwischen Kaltfront erster und zweiter Art auch so ausdrücken: *Im ersten Fall existiert zwischen primären und sekundären Luftdruckwellen eine Phasenverschiebung, im zweiten Fall verlaufen sie mit gleicher Phase.*

Aus allen diesen Überlegungen geht hervor, daß der Höhentrog auf der Wetterkarte zwei Gebiete verschiedener Druckänderungs-, Strömungs- und Luftmassenverhältnisse darstellt, die durch ihr Zusammenwirken den Wetterablauf auf Vorder- und Rückseite des Höhentroges ganz unterschiedlich gestalten.

VIII. Schlußbemerkungen.

In allen behandelten Fällen überqueren die Kaltluftmassen das Südostalpengebiet mit nördlichen Winden. Auch FICKER [15] hat keinen einzigen von dieser Regel abweichenden Fall gefunden und MOTHES [6] bestätigt gleichfalls diese Tatsache. *Kaltfronten überqueren demnach das Alpengebiet immer von Norden nach Süden.* Nähert sich eine Kaltfront erster Art den Alpen, dann erzeugt der sekundäre Druckanstieg am

Nordrand der Alpen und der primäre Druckfall im Süden der Alpen auf der Wetterkarte das Isobarenbild des Alpenkeils und des Adriatiefs. Das bedeutet ein nord-südlich gerichtetes Druckgefälle und diese Gradientkraft übernimmt die Steuerung der Kaltluftmassen über die Alpen. Die Kaltfront zweiter Art baut nördlich der Alpen ein kräftiges Hochdruckgebiet auf und südlich der Alpen liegt tiefer Druck. Daraus ergibt sich wieder jene Gradientkraft, welche die Kaltluftmasse nord-südwärts über die Alpen führt. *Nähert sich daher eine Kaltfront z. B. aus westlicher Richtung den Alpen, dann führt sie, am Alpennordrand angekommen, eine Schwenkung aus und überquert die Alpen in nord-südlicher Richtung.* Diese Tatsache muß bei der Berechnung, wann eine Kaltfront z. B. in Klagenfurt zu erwarten ist, Berücksichtigung finden. Man berechnet zunächst am besten das Eintreffen der Kaltfront in Salzburg und schätzt dann ab, wie lange die Kaltfront zur Zurücklegung der Strecke Salzburg—Klagenfurt brauchen wird, wobei die Zuggeschwindigkeit der Front über die Alpen bedeutend verzögert angenommen werden muß.

Vorliegende Arbeit dürfte den Nachweis erbracht haben, daß die Anwendung der Höhenwetterkarte die denkbar einfachste Methode zum Erkennen wetterwirksamer Kaltluftereinbrüche im Südalpengebiet und darüber hinaus wahrscheinlich überhaupt in jedem Leegebiet von Gebirgen liefert und daß sie erhöhte Treffsicherheit für Niederschlagsvorhersagen bietet.

Literaturverzeichnis.

1. BERGERON, T.: Die dreidimensional verknüpfende Wetteranalyse. II. Teil. 1934.
2. SCHERHAG, R.: Neue Methoden der Wetteranalyse und Wettervorhersage. Springer-Verlag Berlin-Göttingen-Heidelberg 1948.
3. SCHMAUSS, A.: Die interdiurne Veränderlichkeit der Temperatur auf der Zugspitze. Wiss. Abh. d. deutschen Reichsamts für Wetterdienst. II, Heft 1 (1936).
4. FICKER, H. v.: Innsbrucker Föhnstudien. 1. Teil. Beiträge zur Dynamik des Föhns. Wiener DS. 78, 83—163 (1906).
5. SCHEDLER, A.: Über den Einfluß der Lufttemperatur in verschiedenen Höhen auf die Luftdruckschwankungen am Boden. Beitr. z. Phys. d. freien Atmosph. 7, 88 (1917).
6. MOTHES, H.: Auswirkungen von Fronten im Klagenfurter Becken. Unveröffentlichtes Manuskript.
7. SCHERHAG, R.: Die Verwendung der Höhenkarten im Wetterdienst. Forschungs- und Erfahrungsberichte des Reichswetterdienstes. Reihe B. Nr. 11, 1943.
8. MARGULES, M.: Über Temperaturschichtung in stationär bewegter und ruhender Luft. Meteorolog. Z. 1906, Hannband, 243.
9. SCHMIDT, W.: Zur Mechanik der Böen. Meteorolog. Z. 1911, 355.
10. SCHWERTDFEGER, W.: Meteorologische Erfahrungen bei Wettererkundungsflügen über See. Forschungs- und Erfahrungsberichte des Reichswetterdienstes. Reihe B. Nr. 7, 1942.

11. SCHWERDTFEGGER, W.: Über die Erscheinungsform der Fronten im nordwestdeutschen Seegebiet. Forschungs- und Erfahrungsberichte des Reichswetterdienstes. Reihe B. Nr. 14. 1943.
12. FICKER, H. v.: Der Einfluß der Alpen auf die Fallgebiete des Luftdrucks und die Entstehung von Depressionen über dem Mittelmeer. Meteorolog. Z. 1920, 350.
13. MESAL, H.: Der Oststau im Klagenfurter Becken und in den Südalpen. Vorträge bei der Meteorologentagung des Luftwaffenkommandos Österreich. Jänner 1939.
14. FICKER, H. v.: Die Änderungen des Wetters in den verschiedenen Entwicklungsstadien einer Depression. Wiener SB. 131, 383—415 (1922).
15. FICKER, H. v.: Der Transport kalter Luftmassen über die Zentralalpen. Wiener DS. 80, 131—200 (1906).
16. FICKER, H. v.: Die Beziehung zwischen Druck und Temperatur in der freien Atmosphäre. Beitr. Phys. d. fr. Atm. X. 51—62 (1922).
17. FICKER, H. v.: Kälteeinbrüche über Lindenberg. Meteorolog. Z. 1922, 65.

Zur Theorie der geoelektrischen Widerstandsmethoden.

Von

A. Huber, Wien.

Mit 4 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Das für die elektrischen Widerstandsmethoden fundamentale potentialtheoretische Problem wird in seiner vollen Allgemeinheit formuliert und dargelegt, warum mit den heutigen Hilfsmitteln der Analysis keine praktisch brauchbare Lösung desselben gefunden werden kann. Diese Schwierigkeiten lassen sich umgehen, wenn man das von zwei Elektroden erzeugte Feld durch ein homogenes ersetzt, und es werden die Grenzen des Bereiches bestimmt, in dem die Potentiale dieser beiden Felder eine vorgegebene relative Abweichung voneinander besitzen. Schließlich wird an dem Beispiel einer Einlagerung von der Form eines horizontalen Drehzylinders die praktische Durchführung des zu ihrer Ermittlung gemachten Ansatzes gezeigt.

Summary. A general formulation is given for the potentialelectric problem underlying the electric resistance methods and it is explained why no practicable solution can be found by the actual means of analysis. These difficulties can be avoided by replacing a field due to two electrodes by a homogeneous one. The range is determined within the potentials of these two fields have a given relative difference from each other. Finally, the practical calculation on base of a given disposition is shown by the example of setting into the field a horizontal rotary cylinder.

Résumé. Le problème théorique du potentiel qui forme la base des méthodes de mesure des résistances est exposé sous sa forme la plus générale, et on montre pourquoi avec les moyens actuels de l'analyse il est impossible d'en trouver une solution pratique acceptable. On peut éviter ces difficultés en remplaçant le champ créé par deux électrodes par un champ homogène; on détermine les limites du domaine dans lequel les potentiels de ces deux champs présentent un écart donné. On montre enfin à l'aide de l'exemple d'un cylindre horizontal tournant la réalisation pratique du dispositif nécessaire à sa détermination.

Die Vorzüge der unter dem Namen „Widerstandsmethoden“ zusammengefaßten, mit Gleichstrom arbeitenden geoelektrischen Aufschließungsverfahren beruhen hauptsächlich auf ihren einfachen und

klaren theoretischen Grundlagen, die wenigstens in einigen praktisch interessanten Fällen zu expliziten Darstellungen jener Funktionen führen, welche die direkt gemessenen Größen mit den gesuchten verknüpfen. Wenn man nämlich das Potential φ des elektrischen Feldes kennt, das von einer Punktladung in einem inhomogenen Medium von bekannter Struktur erzeugt wird, erfordert die Konstruktion der für die numerische Auswertung von Messungen notwendigen Netztafeln nur mehr einen gewissen, allerdings mitunter recht erheblichen Aufwand an Rechenarbeit. Bisher ist meines Wissens nur für ein aus planparallelen Schichten bestehendes Medium dieses Potential φ konstruiert worden, und zwar entweder mittels der Methode der elektrischen Bilder (MAXWELL, HUMMEL) oder als Lösung einer Randwertaufgabe (OLLENDORF, STEFANESCU). Da sich aber mit diesem einfachen Fall natürlich nicht immer eine hinreichende Approximation der tatsächlich vorliegenden Verhältnisse erreichen läßt, wird man eine Lösung jener Aufgabe auch für anders strukturierte Medien suchen. Bei dem die Geoelektrik interessierenden Probleme spielt aber gerade die Struktur des Mediums die Rolle der Unbekannten, wodurch die Schwierigkeiten außerordentlich anwachsen, wie sich durch die allgemeine Formulierung desselben deutlich zeigen wird, die wir nun versuchen wollen.

1. Wir denken uns den ganzen Raum durch eine Fläche ω , die Erdoberfläche, in zwei Teile zerlegt, von denen der eine den spezifischen Widerstand $\varrho = \infty$ (Luft) haben soll, während der andere von einem inhomogenen Medium mit dem spezifischen Widerstand $\varrho(x, y, z)$ erfüllt sei. Wenn auch anisotrope Medien in der Geoelektrik von Bedeutung sind (MAILLET und DOLL), so wollen wir uns hier doch der Einfachheit halber auf isotrope Medien beschränken. Ein solches Medium werde von einem stationären elektrischen Strom durchflossen, dessen Dichte i ein skalares Potential besitze, so daß:

$$\varrho \cdot i = -\text{grad } \varphi.$$

Da der Strom stationär sein soll, muß $\text{div } i = 0$ und daher das Potential $\varphi(x, y, z)$ der folgenden partiellen Differentialgleichung zweiter Ordnung genügen:

$$\text{div} \left(\frac{1}{\varrho} \cdot \text{grad } \varphi \right) = 0. \quad (1)$$

Es sei ferner $\varrho(x, y, z)$ überall differenzierbar mit Ausnahme einer eventuell auch aus mehreren Teilen bestehenden und der Einfachheit halber durchwegs als regulär vorausgesetzten Fläche τ . Auf dieser kann ϱ sogar unstetig werden, jedoch nur so, daß es bei Annäherung an τ von der einen oder der anderen Seite her den Grenzwerten ϱ_1 bzw. ϱ_2 zustrebt. Dann erfüllen bekanntlich die entlang der Normalen auf τ gebildeten Ableitungen von φ in jedem Punkte von τ die Gleichung

$$\frac{1}{\varrho_1} \cdot \left(\frac{\partial \varphi}{\partial n} \right)_1 = \frac{1}{\varrho_2} \cdot \left(\frac{\partial \varphi}{\partial n} \right)_2, \quad (2)$$

während für jeden Punkt von ω gilt:

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial n} \right|_{\omega} = 0. \quad (2')$$

Zur Erhaltung der Strömung müssen noch elektromotorisch wirk-same Flächen vorhanden sein, die wir uns teils mit natürlichen, teils mit künstlichen Stromquellen belegt denken. Die Quellen der ersten Art bilden die Ursache der lokalen Erdströme oder der „polarisation spontanée“ nach C. SCHLUMBERGER. Ihre Anwesenheit wird nach eigenen Methoden festgestellt, die mit den hier in Frage stehenden nichts zu tun haben, weshalb wir sie außer Betracht lassen wollen. Von den künstlichen Stromquellen dagegen wollen wir annehmen, daß sie auf der Fläche ω verteilt sind und kleine Bereiche erfüllen, die wir uns etwa durch kleine Metallscheiben, die Elektroden, realisiert denken. Auf den Elektroden würde aber an Stelle der Bedingung (2') die Bedingung $\varphi = \text{const}$ zu fordern sein, so daß es sich also hinsichtlich der Fläche ω bei der Bestimmung von φ um die Lösung einer sogenannten gemischten Randwertaufgabe handeln würde. Man kann aber auf bekannte Weise¹ doch für die ganze Fläche ω zu einer Randwertaufgabe zweiter Art gelangen, indem man die Bedingung (2') durch

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial n} \right|_{\omega} = \psi \quad (3)$$

ersetzt, wobei ψ vom Übergangswiderstand abhängt und als bekannt gelten kann. Insbesondere ist $\psi = 0$ außerhalb der Elektroden und $\int \psi \cdot d\omega = 0$, damit die Strömung stationär wird.

^ω Aus den allgemeinen Existenzsätzen folgt nun zwar, daß durch (1), (2) und (3) bei bekanntem $\varrho(x, y, z)$ und gegebenen Flächen τ und ω das Potential φ bis auf eine belanglose additive Konstante eindeutig bestimmt ist, aber bei unserem Problem sind auch ϱ und τ selber erst so zu bestimmen, daß die davon abhängige Funktion φ auf der Oberfläche ω die beobachteten Werte annimmt. Da man ferner durch direkte Messungen des spezifischen Widerstandes des Bodens auch den Grenzwert der Funktion ϱ bei Annäherung an die Erdoberfläche ω „von unten her“ als bekannt ansehen kann, so läßt sich die hier vorliegende Randwertaufgabe kurz so formulieren, daß man an Stelle der Funktion ϱ — und damit auch der Fläche τ — für φ und ϱ noch als weitere Randbedingungen ihre Grenzwerte bei Annäherung an die Fläche ω „von unten her“ vorschreibt.

Selbst wenn man, was praktisch gewiß zulässig ist, die oben als Scheiben eingeführten Elektroden nur als Punkte betrachten würde, so ließe sich zwar die zur Bestimmung von φ zu lösende Randwertaufgabe auf die Konstruktion der bloß den Bedingungen (1), (2) und (2') genügenden GREENSchen Funktion reduzieren, aber auch diesem Problem gegenüber lassen uns die Hilfsmittel der Analysis gänzlich in Stich.

¹ Vgl. z. B. RIEMANN-WEBER: Die part. Differentialgl. der mathem. Physik, 5. Aufl., I, § 178 (1910).

Der Fall eines stetig veränderlichen ϱ besitzt etwa für die Untersuchung des Einflusses einer veränderlichen Durchfeuchtung oberflächennaher Bodenschichten gewiß auch praktisches Interesse, von viel größerer Bedeutung ist jedoch die Annahme, daß ϱ in gewissen von noch unbekannten Flächen τ_α ($\alpha = 1, 2, \dots, m$) begrenzten Bereichen des von ω umschlossenen Raumes jeweils konstante Werte ϱ_α annimmt. An Stelle von (1) tritt sodann die einfachere Gleichung $\Delta\varphi = 0$, während (2) und (2') bestehen bleiben und bei punktförmigen Elektroden die Bedingung (3) wegfällt. Randwertaufgaben dieser Art, bei denen auch die Begrenzung des Existenzbereiches der gesuchten Lösung die Rolle einer Unbekannten spielt, gehören zu den schwierigsten Aufgaben der Analysis und konnten bisher nur in einigen wenigen sehr speziellen Fällen exakt oder näherungsweise gelöst werden.

Man muß daher so vorgehen, daß man die Flächen τ_α durch einfache und von möglichst wenigen Parametern p_β ($\beta = 1, 2, \dots, n$) abhängige Gleichungen darzustellen versucht, so daß das Potential φ nur noch von den $m + n$ Konstanten ϱ_α und p_β abhängt. Zu ihrer Berechnung genügen dann — wenigstens theoretisch — $m + n$ Messungen des Potentials φ in Punkten der Fläche ω , die so anzuordnen sind, daß man damit $m + n$ unabhängige Relationen erhält. Da man aber von vornherein gar nicht weiß, ob die zugrunde gelegten Flächen τ_α eine hinreichende Annäherung an die wirklichen Verhältnisse liefern, so muß man an viel mehr als an bloß $m + n$ Punkten das Potential φ messen und, wenn die dann auftretenden Widersprüche zu groß ausfallen, die Rechnungen mit anderen Flächengleichungen wiederholen. Wenn auch durch geologische Erwägungen etwa die Mannigfaltigkeit der hiebei in Betracht zu ziehenden Flächen τ_α erheblich eingeschränkt werden kann, für die Praxis wird man aus den voranstehenden Überlegungen kaum jemals einen Nutzen ziehen können, und zwar schon aus dem Grunde, weil man für die hiezu unumgänglich notwendige GREENSche Funktion, also das Potential einer Punktladung keinen analytischen Ausdruck finden kann.

Um nun zu einem praktisch brauchbaren Ansatz für die Lösung unseres Problems zu gelangen, muß man daher eine Idealisierung in der Weise vornehmen, daß die zuletzt aufgezeigte Schwierigkeit wegfällt, indem man das elektrische Feld als ursprünglich homogen annimmt. Unter dieser Voraussetzung sind auch schon einige Fälle von HUMMEL und KOENIGSBERGER in Angriff genommen worden, wobei aber die Frage nach dem Gültigkeitsbereich der damit erzielten Annäherung offen geblieben ist. Die Herstellung eines genau homogenen Feldes ist nämlich mit den Hilfsmitteln der Geoelektrik nicht möglich, sondern nur in der Mitte zwischen den beiden Elektroden wird man das von ihnen erzeugte Feld angenähert als homogen betrachten können, sofern auch das Medium homogen ist. Damit erhebt sich aber die Frage, wie weit Einlagerungen, welche die Homogenität des Bodens stören, vom Mittelpunkte der von den Elektroden begrenzten Strecke entfernt sein dürfen und bis zu welcher Entfernung von ihm man Potentialmessungen auf der Erdoberfläche vornehmen darf, wenn die Abweichungen des von den Elektroden er-

zeugten Potentials von dem eines gewissen homogenen Feldes eine vorgegebene Schranke nicht überschreiten dürfen. Es ist klar, daß die Kenntnis des in Frage stehenden Bereiches für die Zulässigkeit der erwähnten Idealisierung von entscheidender Bedeutung ist, und es soll nun seine Begrenzung ermittelt werden.

2. Wird mittels der beiden Elektroden E und E' dem Boden mit dem spezifischen Widerstand ϱ_0 ein Strom von der Stärke J zugeführt,

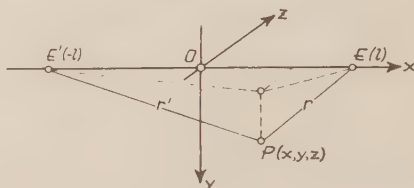


Abb. 1.

dann ist mit den aus der Abb. 1 ersichtlichen Bezeichnungen das Potential des so erzeugten Feldes $\mathfrak{F}$ gegeben durch:

$$\varphi(x, y, z) = \frac{J \cdot \varrho_0}{2\pi} \cdot \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \right) = \\ = \frac{J \cdot \varrho_0}{2\pi} \cdot \left\{ \frac{1}{\sqrt{(l-x)^2 + y^2 + z^2}} - \frac{1}{\sqrt{(l+x)^2 + y^2 + z^2}} \right\},$$

oder wenn $OE = l$ als Längeneinheit gewählt und

$$\frac{x}{l} = \xi, \quad \frac{y}{l} = \eta, \quad \frac{z}{l} = \zeta$$

gesetzt werden:

$$\varphi(\xi, \eta, \zeta) = \frac{J \cdot \varrho_0}{2\pi l} \cdot \left\{ \frac{1}{\sqrt{(1-\xi)^2 + \eta^2 + \zeta^2}} - \frac{1}{\sqrt{(1+\xi)^2 + \eta^2 + \zeta^2}} \right\}.$$

Dieses Feld $\mathfrak{F}$ soll nun approximiert werden durch ein homogenes Feld $\mathfrak{F}_0$ mit dem Potential

$$\varphi_0(x) = i_0 \cdot \varrho_0 \cdot x + c.$$

Da die Niveaulächen des Feldes $\mathfrak{F}_0$ die auf die x -Achse senkrechten Ebenen sind und die yz -Ebene die einzige ebene Niveauläche des Feldes $\mathfrak{F}$ ist, so wird man schon von vornherein in der Umgebung von $x = 0$ die beste Übereinstimmung der beiden Felder erwarten. Wir wollen daher φ_0 dadurch festlegen, daß außer $\varphi_0(0) = \varphi(0, y, z) = 0$, also $c = 0$, noch

$$\frac{\partial \varphi_0}{\partial x} = i_0 \cdot \varrho_0 = \frac{\partial \varphi}{\partial x} \Big|_{x=y=z=0} = \frac{J \cdot \varrho_0}{\pi \cdot l^2}$$

wird, so daß

$$\varphi_0(x) = \frac{J \cdot \varrho_0}{\pi l^2} \cdot x \quad \text{oder} \quad \varphi_0(\xi) = \frac{J \cdot \varrho_0}{\pi \cdot l} \cdot \xi.$$

Hätte man anstatt bei O die beste Approximation in der Nähe des Punktes $P_0(0, y_0, z_0)$ verlangt, so wäre

$$i_0 = \frac{J \cdot l}{\pi \cdot (l^2 + y_0^2 + z_0^2)^{3/2}}$$

zu setzen. Da aber wegen unserer Unkenntnis des Ortes und der Ausdehnung einer Einlagerung der Bereich $\mathfrak{B}$, in dem $\mathfrak{F}$ durch $\mathfrak{F}_0$ approximiert werden soll, von vornherein ja gar nicht feststeht, so lohnt es sich auch nicht, die mit dieser allgemeineren Annahme verbundenen umständlicheren Rechnungen in Kauf zu nehmen, wir beschäftigen uns daher bloß mit dem Falle $P_0 \equiv O$.

Es soll also zunächst in der yz -Ebene der Bereich festgestellt werden, in dem die relative Abweichung des Potenciales φ vom Potential φ_0 unterhalb einer gegebenen Schranke liegt, für den also:

$$\left| \frac{\varphi - \varphi_0}{\varphi_0} \right|_{x=0} = \lim_{x \rightarrow 0} \left| \frac{l^2}{2x} \cdot \left\{ \frac{1}{\sqrt{(l-x)^2 + y^2 + z^2}} - \frac{1}{\sqrt{(l+x)^2 + y^2 + z^2}} \right\} - 1 \right| \leq \delta.$$

Setzen wir der Kürze wegen $[(l+x)^2 + y^2 + z^2]^{-1/2} = f(x, y, z)$, so wird

$$\begin{aligned} \left| \frac{\varphi - \varphi_0}{\varphi_0} \right|_{x=0} &= \left| \frac{l^2}{2} \cdot \lim_{x \rightarrow 0} \left\{ \frac{f(0, y, z) - f(-x, y, z)}{-x} - \frac{f(x, y, z) - f(0, y, z)}{x} \right\} - 1 \right| = \left| l^2 \cdot \frac{\partial f}{\partial x} \Big|_{x=0} + 1 \right| = \\ &= \left| \frac{-l^2 \cdot (l+x)}{[(l+x)^2 + y^2 + z^2]^{3/2}} \Big|_{x=0} + 1 \right| = \left| 1 - \frac{l^3}{[l^2 + y^2 + z^2]^{3/2}} \right| = \\ &= 1 - (1 + \eta^2 + \xi^2)^{-3/2} < \delta. \end{aligned}$$

Der fragliche Bereich ist also ein Kreis mit dem Mittelpunkt O , dessen durch die Längeneinheit $OE = l$ gemessener Radius gegeben ist durch

$$r_0(\delta) = \sqrt{(1 - \delta)^{-2/3} - 1}.$$

Die Schnittpunkte der Grenze des Bereiches $\mathfrak{B}$ mit der x -Achse ergeben sich für $\eta = \xi = 0$ aus

$$\left| \frac{1}{2\xi} \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{(1-\xi)^2}} - \frac{1}{\sqrt{(1+\xi)^2}} \right) - 1 \right| = \delta.$$

Es sei zunächst $0 < \xi = \xi_1 < 1$, dann folgt daraus

$$\frac{1}{1 - \xi_1^2} - 1 = \delta \quad \text{oder} \quad \xi_1 = \sqrt{\frac{\delta}{1 + \delta}}. \quad (4)$$

Aber auch außerhalb der beiden Elektroden, also für $\pm \xi > 1$, gibt es noch solche Schnittpunkte. Mit $\xi = \xi_2 > 1$ wird nämlich:

$$\left| \frac{1}{2\xi_2} \cdot \left(\frac{1}{\xi_2 - 1} - \frac{1}{\xi_2 + 1} \right) - 1 \right| = \left| \frac{1}{\xi_2 \cdot (\xi_2^2 - 1)} - 1 \right| = \delta,$$

also je nachdem $\xi_2 \cdot (\xi_2^2 - 1) \geq 1$:

$$\xi_2 \cdot (\xi_2^2 - 1) = \frac{1}{1 \mp \delta} = \varepsilon.$$

Da man sich auf $\delta < 1/2$ beschränken wird, so wird $\varepsilon > 2/3$ und daher die Diskriminante dieser kubischen Gleichung für ξ_2 :

$$27 \varepsilon^2 - 4 > 0.$$

Es gibt dann nur eine einzige reelle Wurzel, die wir in der folgenden Form darstellen können:

$$\xi_2(\delta) = \frac{2}{\sqrt{3}} \operatorname{Cof} \vartheta, \text{ wobei } \operatorname{Cof} 3\vartheta = \frac{3}{2} \sqrt{3} \cdot \varepsilon.$$

Für $\delta = 0$ findet man $\xi_2(0) = 1,325$, für eine Reihe anderer Werte von δ sind die $\xi_2(\delta)$ zusammen mit $r_0(\delta)$ und $\xi_1(\delta)$ in der folgenden Tabelle angegeben.

δ	$r_0(\delta)$	$\xi_1(\delta)$	$\xi_2(\delta)$	$\xi_2(-\delta)$
0,05	0,187	0,218	1,314	1,337
10	270	302	303	350
15	338	361	293	365
20	401	408	284	380
25	460	447	276	398
30	518	480	268	417

Bei der Berechnung der Grenzen des Bereiches $\mathfrak{B}$ selber kann man sich aus Symmetriegründen offenbar auf $\xi > 0$ beschränken und hat dann die folgenden Gleichungen:

$$-\delta = \frac{1}{2\xi} \cdot \{[(1-\xi)^2 + \eta^2 + \xi^2]^{-1/2} - [(1+\xi)^2 + \eta^2 + \xi^2]^{-1/2}\} - 1 = \delta. \quad (5)$$

Daraus ergibt sich als Gleichung der beiden Meridiankurven in der $\xi\eta$ -Ebene der den Bereich $\mathfrak{B}$ begrenzenden Drehflächen mit $\varepsilon = \frac{1}{1 \pm \delta}$:

$$\sqrt{1 + \xi^2 + \eta^2 + 2\xi} - \sqrt{1 + \xi^2 + \eta^2 - 2\xi} = \frac{2}{\varepsilon} \cdot \xi \cdot \sqrt{(1 + \xi^2 + \eta^2)^2 - 4\xi^2}.$$

Setzt man hier

$$1 + \xi^2 + \eta^2 = \sigma > 0; \quad \sigma^2 - 4\xi^2 = \frac{1}{\tau^2},$$

so kommt

$$2\sigma - \frac{2}{\tau} = \frac{1}{\varepsilon^2 \tau^2} \left(\sigma^2 - \frac{1}{\tau^2} \right),$$

wobei stets $\tau > 0$ sein muß, weil ja die Quadratwurzeln positiv gerechnet werden müssen. Aus dieser Gleichung für σ folgt:

$$\sigma = 2\varepsilon^2 \tau^2 - \frac{1}{\tau} \quad \text{und} \quad \sigma = \frac{1}{\tau},$$

wovon aber nur die erste Lösung in Frage kommt, denn $\sigma = \frac{1}{\tau}$ liefert $\xi = 0$, also den Faktor, mit dem (5) multipliziert wurde und der uns daher nicht interessiert. Die erste Lösung dagegen ergibt:

$$\xi^2 = \varepsilon^2 \tau \cdot (\varepsilon^2 \tau^3 - 1) \text{ und } \eta^2 = \varepsilon^2 \tau^2 - \frac{1}{\tau} - (\varepsilon^2 \tau^2 - 1)^2.$$

Führt man noch den Parameter $\lambda = \varepsilon \cdot \tau$ ein, wobei wegen $\tau > 0$ stets $\lambda \cdot \varepsilon \geq 0$ sein muß, also für $\delta < 0,5$ stets $\lambda \geq 0$, dann erhält man die für die punktweise Berechnung der den verschiedenen Werten von δ entsprechenden Meridiankurven wohl bequemste Parameterdarstellung:

$$\xi^2 = \lambda^4 - \varepsilon \cdot \lambda; \quad \eta^2 = \varepsilon \left(\lambda - \frac{1}{\lambda} \right) - (\lambda^2 - 1)^2.$$

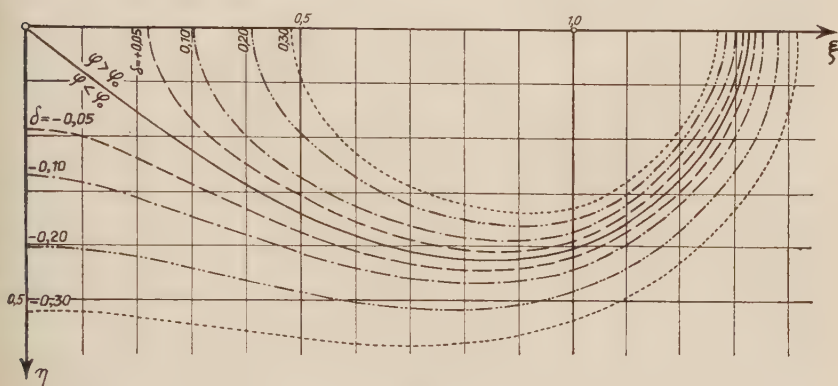


Abb. 2.

An Stelle einer hier unangebrachten Diskussion der durch diese Gleichungen bestimmten Kurvenschar sei auf Abb. 2 hingewiesen, aus der zu sehen ist, daß der relative Unterschied $\frac{\varphi - \varphi_0}{\varphi_0}$ insbesondere unterhalb der Werte 10% bzw. 20% bleibt, wenn die Entfernungen des Aufpunktes von der Verbindungsstrecke der Elektroden und von ihrer Symmetrieebene etwa $\frac{1}{3}$ bzw. $\frac{2}{5}$ des Abstandes derselben nicht erreichen. Es ist klar, daß dieselben Schranken auch für den zwischen zwei Sonden bestehenden Potentialunterschied gültig sind, wenn sich eine in der Mitte zwischen den beiden Elektroden befindet oder wenn beide bezüglich dieser Mitte symmetrisch liegen. Da eine Einlagerung einen um so geringeren Einfluß auf die an der Erdoberfläche gemessenen Potentialunterschiede ausübt, je tiefer sie liegt, so spielen solche Teile von Einlagerungen, die unterhalb der angegebenen Bereichsgrenzen liegen, praktisch keine Rolle, wenn sie nur nicht erheblich weiter als zulässig von der Symmetrieebene der Elektroden entfernt sind.

3. Für die Meßpraxis ist der Verlauf von $\left| \frac{\varphi - \varphi_0}{\varphi_0} \right| = \delta(x)$ entlang der Geraden EE' von Bedeutung für die Reduktion der im wirklich vorhandenen Feld gemessenen Potentialdifferenzen auf jene, die man unter sonst gleichen Umständen bei dem entsprechenden ursprünglich homogenen Feld beobachten würde. Wenn nämlich in ein von zwei Elektroden erzeugtes Feld $\tilde{\gamma}$ bzw. in das ihm entsprechende homogene Feld $\tilde{\gamma}_0$ der gleiche Störungskörper eingeführt wird, so werden sie dadurch in zwei andere Felder $\tilde{\gamma}$ und $\tilde{\gamma}_0$ übergehen mit den Potentialen φ und φ_0 . Wie aber aus den Betrachtungen von Nr. 1 hervorgeht, kann man, abgesehen von dem Fall horizontaler Schichten infolge der Unzulänglichkeit unserer analytischen Hilfsmittel, leider keine praktisch brauchbare Darstellung von φ angeben. Dagegen gelingt es wenigstens in einigen praktisch interessanten Fällen, für φ_0 eine solche Darstellung zu finden, so daß man aus dem Verlauf von φ_0 entlang einer in der Richtung von $\tilde{\gamma}_0$ liegenden Geraden auf der Erdoberfläche jene Konstanten berechnen kann, durch die Lage und Ausdehnung einer Einlagerung von angenommener Form bestimmt werden. Nun mißt man aber tatsächlich φ , das zwar in der in der Mitte der Strecke EE' von dem entsprechenden φ_0 nur wenig abweichen wird und dort an Stelle von φ_0 zur Auswertung verwendet werden kann, aber wenn sich die Sonden von der Mitte weiter entfernen, so daß der theoretisch zu erwartende Unterschied $\varphi - \varphi_0$ schon erheblich größer wird als der zufällige Meßfehler, dann wird man an dem gemessenen φ eine Korrektur anzubringen trachten, um so einen besseren Näherungswert für φ_0 zu erhalten. Zu einer solchen Korrektur kann man durch die Annahme gelangen, daß auch für die relative Abweichung der natürlich noch von der unbekannten Einlagerung abhängigen Potentiale der gestörten Felder wenigstens mit grober Annäherung:

$$\left| \frac{\varphi - \varphi_0}{\varphi_0} \right| \sim \left| \frac{\varphi - \varphi_0}{\varphi_0} \right| = \delta(x)$$

gelten wird. Ist etwa $\varphi > \varphi_0$ und $\varphi_0 > 0$, dann folgt daraus wegen (4) der für die Auswertung zu benützende Näherungswert

$$\varphi_0(\xi) \sim \frac{\varphi(\xi)}{1 + \delta(\xi)} = \bar{\varphi}(\xi) \cdot (1 - \xi^2).$$

Das für die Berücksichtigung dieser Korrektur in Frage kommende Intervall für ξ ist zwar ziemlich schmal, wenn man die große Unsicherheit der gemessenen φ -Werte bedenkt, sie wird sich aber doch etwa für $\xi > 0,3$ empfehlen, weil der durch diese Formel korrigierte Fehler im Gegensatz zu den durch Erdströme, mangelhaften Kontakt der Sonden mit dem Boden usw. verursachten zufälligen Meßfehlern ein systematischer ist. Für $\xi < 0,3$ dagegen wird man von der Anbringung der ohnehin kaum 10% erreichenden Korrektur absehen, zumal da Versuchsmessungen gezeigt haben, daß die zufälligen Meßfehler von φ um so mehr ins Gewicht

fallen, je näher die Sonden dem Mittelpunkt von EE' sind. Andererseits aber hat es auch, wenn wie immer die Einlagerung nahe unterhalb der Mitte von EE' vorausgesetzt wird, keinen Zweck, mit den Sonden zu nahe an die Elektroden heranzurücken, da dort die durch die Einlagerung bewirkten Störungen des Feldes keinen merklichen Einfluß mehr auf die φ -Werte ausüben werden. Aus diesen Überlegungen ergibt sich somit, daß unsere Korrekturformel nur etwa für $0,3 < \xi < 0,6$ zu berücksichtigen sein wird, wenn sich die Einlagerung nahe unterhalb der Mitte von EE' befindet und ihre Ausdehnung in horizontaler Richtung etwa ein Drittel der Entfernung EE' nicht überschreitet. Ob diese Voraussetzung erfüllt ist, muß natürlich zuerst etwa mittels einer Horizontalsondierung festgestellt werden, von deren Ergebnis dann auch die Wahl der Punkte E und E' abhängen wird.

4. Als Beispiel soll nun gezeigt werden, wie man mit Hilfe eines approximierenden homogenen Feldes eine Einlagerung von der Form eines unendlich langen Drehzylinders mit horizontaler Achse genauer ermitteln kann, sobald man ihre ungefähre Lage und Streichrichtung kennt. Das bei Punktelektroden hier sich ergebende potentialtheoretische Problem ließe sich

zwar mittels HANKELScher Funktionen exakt lösen,¹ doch wird die Lösung so kompliziert, daß man daraus die die Einlagerung bestimmenden Größen nur durch außerordentlich mühsame Rechnungen ermitteln könnte. Man wird daher die Entfernung der Elektroden so groß wählen, daß ihre Mitte in die Nähe der vermuteten Einlagerung zu liegen kommt und das Feld $\tilde{\gamma}$ hinreichend genau durch ein Feld $\tilde{\gamma}_0$ approximiert werden kann. Für dieses klassische Beispiel aus der Theorie des elektrostatischen Feldes in einem inhomogenen Medium ergibt sich mit den aus Abb. 3 ersichtlichen Bezeichnungen, $EE' = 2l$ und $k = \frac{\varrho_1 - \varrho_0}{\varrho_1 + \varrho_0}$, die bekannte Darstellung des Potentials des durch die Einlagerung gestörten, ursprünglich homogenen, horizontal und senkrecht auf den Zylinder gerichteten Feldes:²

$$\bar{\varphi}(x) = \frac{J \cdot \varrho_0 \cdot x}{\pi l^2} \cdot \left(1 + \frac{a^2 \cdot k}{r^2} \right). \quad (6)$$

Daraus ist schon zu sehen, daß man hier nur das Produkt $a^2 k$ allein

¹ Vgl. etwa die bei FRANK-v. MISES: Die Differential- und Integralgleichungen der Mechanik und Physik, 2. Aufl. (1935), 2. Bd., S. 687ff. im Anschluß an F. NOETHER und F. OLLENDORF gegebene Darstellung.

² J. N. HUMMEL: Untersuchung der Potentialverteilung für einen speziellen Fall im Hinblick auf die geoelektrischen Potentiallinienverfahren. Z. Geophys. 4, 67—76 (1928).

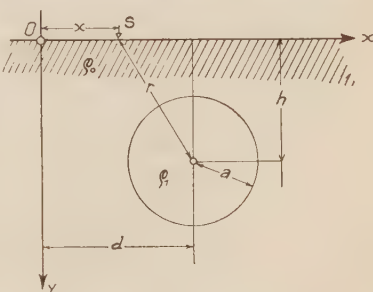


Abb. 3.

bestimmen kann, aber weder den Zylinderradius a noch k allein und damit auch nicht ϱ_1 bei natürlich bekanntem ϱ_0 . Nur das Vorzeichen von k läßt sich feststellen und damit bloß entscheiden, ob $\varrho_1 < \varrho_0$ oder $\varrho_1 > \varrho_0$.

Um nun d und h zu finden, werde der zwischen den Sonden $S_1(x_1)$ und $S_2(x_2)$ herrschende Spannungsunterschied gemessen, für den sich nach (6) ergibt:

$$V(x_1, x_2) = \frac{J \cdot \varrho_0}{\pi l^2} \cdot \left\{ x_1 - x_2 + a^2 \cdot k \cdot \left[\frac{x_1}{(x_1 - d)^2 + h^2} - \frac{x_2}{(x_2 - d)^2 + h^2} \right] \right\}. \quad (7)$$

Da man hier die drei Unbekannten d , h und $a^2 k$ zu bestimmen hat, so genügen grundsätzlich drei Messungen von V für verschiedene Stellungen der Sonden, die man so wählen wird, daß die Gleichungen möglichst einfach werden. Am nächstliegenden ist es wohl, etwa die Sonde S_2 in der Elektrodenmitte O festzulassen, also $x_2 = 0$ zu setzen und nur S_1 zu variieren, so daß man mit variablem $x_1 = s$ erhält:

$$V(s) = \frac{J \cdot \varrho_0}{\pi l^2} \cdot s \cdot \left\{ 1 + \frac{a^2 k}{h^2 + (s - d)^2} \right\}$$

oder

$$\frac{\pi \cdot l^2 \cdot V(s)}{s \cdot J \cdot \varrho_0} = \frac{\varrho(s)}{\varrho_0} = 1 + \frac{a^2 k}{h^2 + (s - d)^2}, \quad (8)$$

wo $\varrho(s)$ dem von HUMMEL eingeführten scheinbaren spezifischen Widerstand entspricht.

Wegen der meist recht großen Unsicherheit der Messungen jedoch wird man natürlich an mehr als bloß an drei Stellen $V(s)$ messen, so daß man mit der Abkürzung:

$$\frac{\varrho_0}{\varrho_0 - \varrho(s_i)} = t_i \quad (i = 1, 2, 3 \dots, n)$$

für die neuen Unbekannten

$$h^2 + d^2 = x; \quad -2d = y; \quad a^2 k = z$$

das folgende System linearer „Fehlgleichungen“ erhält:

$$x + s_i \cdot y + t_i \cdot z = -s_i^2 \quad (i = 1, 2, 3 \dots, n).$$

Aber wenn man auch durch eine zweckmäßige Wahl der s_i die Bildung und Auflösung der Normalgleichung beträchtlich vereinfachen und schematisieren kann, man wird doch ein graphisches Verfahren vorziehen, das dem für die Auswertung von Tiefenmessungen entwickelten analog ist.

Dazu muß man aber eine Sondenanordnung verwenden, bei der $V(s)$ nicht wie in (8) von $(s - d)$ abhängt, und dies erreicht man, indem man die Sonden symmetrisch bezüglich des Punktes O wählt, also $x_1 = -x_2 = s > 0$ setzt. Man erhält dann aus (7):

$$\frac{\pi \cdot l^2 \cdot V(s)}{2s \cdot J \cdot \varrho_0} = \frac{\varrho(s)}{\varrho_0} = 1 + a^2 k \frac{h^2 + d^2 + s^2}{(h^2 + d^2 + s^2)^2 - 4d^2 s^2}.$$

Da aber hier nur d^2 auftritt, so bleibt das Vorzeichen von d unbestimmt, man kann also, was ja auch schon von vornherein einleuchtet, auf diese Weise nicht entscheiden, auf welcher Seite von O sich die Einlagerung befindet, sondern muß dazu noch einige Messungen nach der vorher

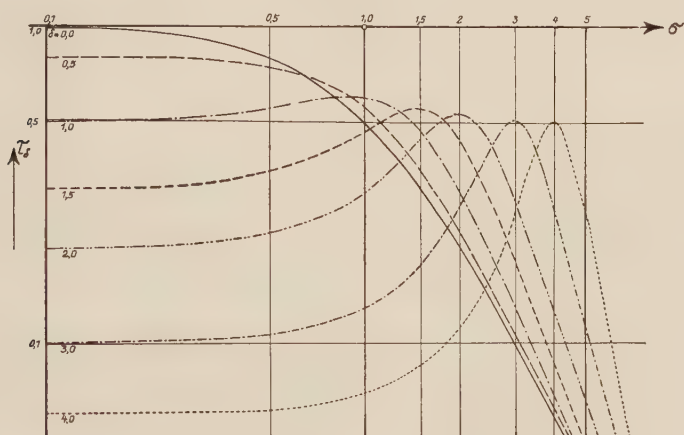


Abb. 4.

beschriebenen Art ausführen. Zur graphischen Ermittlung von a^2k , d und h aus einer größeren Zahl von $V(s)$ -Messungen führen wir zunächst h als Längeneinheit ein, setzen also:

$$\frac{a^2k}{h} = \alpha; \quad \frac{d}{h} = \delta; \quad \frac{s}{h} = \sigma$$

und bekommen:

$$\frac{\varrho(s) - \varrho_0}{\alpha \cdot \varrho_0} = \frac{t(s)}{\alpha} = \frac{1}{2} \cdot \left\{ \frac{1}{1 + (\delta - \sigma)^2} + \frac{1}{1 + (\delta + \sigma)^2} \right\} = \tau_\delta(\sigma).$$

Wie eine einfache Rechnung zeigt, hat $\tau_\delta(\sigma)$ abgesehen von dem trivialen Extremum bei $\sigma = 0$ nur für $\delta > 1/\sqrt{3}$, also für $d > \frac{h}{\sqrt{3}}$ ein Maximum bei

$$\bar{\sigma}_\delta = \sqrt{\sqrt{1 + \delta^2} \cdot (2\delta - \sqrt{1 + \delta^2})}$$

vom Betrag

$$\bar{\tau}_\delta = \frac{1}{4} (1 + \sqrt{1 + 1/\delta^2}).$$

Für $\delta \gg 1$ ist daher:

$$\bar{\sigma}_\delta = \left[2\delta^2 \left(1 + \frac{1}{\delta^2} \right)^{1/2} - 1 - \delta^2 \right]^{1/2} \sim \delta \cdot \left[1 - \frac{1}{4\delta^4} \right]^{1/2} \sim \delta - \frac{1}{8\delta^3}$$

und

$$\bar{\tau}_\delta \sim \frac{1}{2} + \frac{1}{8\delta^2}.$$

Die damit aufgezeigten Eigenschaften der τ_δ -Kurven, besonders die scharf ausgeprägten Maxima, treten deutlich hervor, wenn man sie in einem doppelt-logarithmischen (σ, τ) -Netz zeichnet (Abb. 4).

Diese Kurvenschar wird nun zur Lösung unserer Aufgabe in bekannter Weise verwendet, indem man die gemessenen (s, t) -Wertepaare in einem kongruenten doppelt-logarithmischen Netz auf durchsichtigem Papier einträgt und — eventuell durch Interpolation nach dem Augenmaß — jene τ_δ -Kurve sucht, mit der die Meßpunkte sich „möglichst gut“ decken, wobei natürlich die σ - und s -Achse bzw. die τ - und t -Achse einander parallel sein müssen. Die Bestimmung der τ_δ -Kurve und damit die von δ wird dabei um so sicherer sein, je schärfer das Maximum der (s, t) -Punktreihe ausgeprägt ist, je weiter also die Einlagerung von O entfernt ist. Die Koordinaten des Punktes $\sigma = \tau = 1$ im (s, t) -Netz ergeben dann die gesuchten Werte für h und α , während aus dem Kurvenparameter δ die Entfernung $d = h \cdot \delta$ folgt. Schließlich ist $|a^2 k| = \alpha \cdot h$, wobei $k \geq 0$, je nachdem $\varrho_s \geq \varrho_0$.

In einer späteren Arbeit soll gezeigt werden, wie sich die für die Theorie der ebenen Potentialströmung schon längst bewährten funktionentheoretischen Methoden der konformen Abbildung, insbesondere die von SCHWARZ und CHRISTOFFEL herrührenden, auch für die in der Geoelektrik auftretenden Probleme verwenden lassen.

(Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Innsbruck.)

Zur Theorie der Hangwinde, nebst Bemerkungen zur Theorie der Berg- und Talwinde.

Von

Friedrich Defant.

Mit 15 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit den Gebirgswinden, insbesondere mit den tagesperiodischen Hangwinden. Nach einer kurzen Übersicht über die A. WAGNERSche Gebirgswindtheorie und ihren tagesperiodischen Ablauf, sowie zusammenfassenden Ausführungen der bisherigen Erkenntnisse über die Hangwinde an Berghängen wurden aus den Beobachtungen und Pilotierungen derselben mittlere, hangvertikale Windgeschwindigkeitsprofile für Hangaufwind bzw. Hangabwind für ungestörte Normaltage ermittelt. Anschließend findet eine neuere theoretische Behandlung einer stationären Hangwindströmung von L. PRANDTL eine umfassende Darstellung. Ihre Ergebnisse in bezug auf die theoretisch sich ergebenden hangvertikalen Geschwindigkeitsprofile sowie Temperaturstörungsprofile für Hangauf- bzw. Hangabwind werden eingehend mit denjenigen, welche aus den Beobachtungen gewonnen wurden, verglichen. Der Vergleich ist in den interessierenden Hangluftschichten bis zirka 100 m hangvertikal aufwärts überraschend gut. Weiterhin wird die PRANDTLsche Theorie auch auf tagesperiodischen Ablauf der Hangwinde erweitert und es ergibt sich, daß sich die Lösungen derselben für die Windgeschwindigkeit bzw. Temperaturstörung bei Vorgabe der Tagesperiode σ nur mit dem periodischen Faktor $\cos \sigma t$ multiplizieren. Auch wird gezeigt, daß beim Lösungsgang die Modifikation der Größen ν (Reibungskoeffizient) bzw. a (Temperaturleitfähigkeitskoeffizient) für die ganze Erscheinung wenig ausbildet.

Eine Diskussion und Vergleich der Hangwindgeschwindigkeitslösung mit derjenigen, die A. DEFANT beim Abfluß schwerer Luftmassen auf geneigtem Boden ermittelt hat, fällt befriedigend aus, soweit die beiden Theorien überhaupt vergleichbar sind. Die Fragen der Wahl der Reibungsgröße an solchen bewaldeten und unregelmäßigen Hangflächen und ihrer Verwendung bei Rechnungen findet eine ausführliche Darlegung. Abschließend sind mittlere rohe Berechnungen über den Lufttransport der Hangwindzirkulation und ihre Wirkung bei der Erzeugung des Berg- und Talwindes gegeben, die durch die Geschwindigkeitsverteilung vertikal zum Hang möglich wird; es ergeben

sich recht brauchbare mittlere Resultate, die einen Einblick in die Wirkungsweise der Hangwinde geben.

Summary. The present paper deals with the mountain winds and particularly with the slope breezes showing a diurnal variation. After a short discussion of A. WAGNER's theory on mountain winds and their diurnal variations and a summary of what is known up to now of breezes on mountain slopes, mean profiles of wind velocities above slopes for up and down blowing breezes, derived from observations and measurements with pilot-balloons, are plotted for undisturbed normal days. Then, a new theoretical treatment of a stationary slope current developed by L. PRANDTL is thoroughly discussed. Its results relative to the theoretical profiles of wind velocities above slopes as well as profiles of temperature anomalies for up and down blowing slope currents are confronted with those obtained from observations. The agreement between theory and observations is found to be surprisingly good within the first 100 meters of the slope air layer measured vertically to the slope. Moreover, PRANDTL's theory is also extended to the diurnal variations of the slope breezes, with the result that its solutions are to be multiplied only by the periodic factor $\cos \sigma t$ if the daily period is σ . It is also shown that, in the course of the calculation, the variation of the value ν (coefficient of friction), respectively α (coefficient of temperature conductivity) does not play an important part.

A discussion and comparison of the solution for the velocity of slope breezes with that obtained by A. DEFANT for heavy air masses flowing down on inclined ground is found to be satisfactory as far as the two theories are comparable at all. The question which value of friction should be chosen for irregular and forest-covered slope surfaces as well as its application in calculations are discussed in detail. Finally, mean approximative calculations are given concerning the air transport of the slope wind circulation and its effect on the formation of the mountain and valley wind made possible by the distribution of velocities vertical to the slope; the mean results giving insight into the mechanism of the slope breezes are found to be very good.

Résumé. L'étude concerne les brises de montagne et en particulier les brises périodiques de versant. L'auteur donne tout d'abord un bref aperçu de la théorie de A. WAGNER ainsi que des indications détaillées sur les faits connus concernant les brises de versant; il donne ensuite des profils moyens de vitesse de ces brises établis sur la base d'observations et de sondages par ballons-pilote lors de journées types. Puis vient une description complète de la nouvelle théorie des courants permanents de versant due à L. PRANDTL; l'auteur compare ses résultats avec ceux de l'expérience en ce qui concerne les profils de vitesse et de température. L'accord entre la théorie et les faits, au moins dans la couche des premiers 100 m. d'épaisseur, est remarquablement bon. Il est possible d'étendre la théorie de PRANDTL aux variations périodiques diurnes des brises de versant; on constate qu'il suffit de multiplier les résultats théoriques relatifs à la vitesse du vent et à la perturbation thermique par le facteur périodique $\cos \sigma t$, où σ signifie la période diurne. On voit aussi que dans la discussion des résultats la modification des grandeurs ν (coefficient de frottement) et de α (coefficient de conductibilité thermique) a peu d'effet sur le phénomène.

Une comparaison des solutions données pour la vitesse des brises de versant avec celles que A. DEFANT a obtenues en étudiant l'écoulement de masses d'air lourdes sur un sol incliné est satisfaisante, pour autant que

les deux théories sont comparables. L'auteur discute le choix des coefficients de frottement suivant la nature du versant et leur emploi pour le calcul. Il tente enfin d'estimer à l'aide de la répartition des vitesses l'ordre de grandeur du transport de masses d'air dans la circulation des vents de versant et l'effet de ce transport sur la formation des brises de montagne et de vallée. Les résultats, assez satisfaisants, permettent d'éclairer le mécanisme des brises de versant.

I. Einleitende Bemerkungen zu den A. WAGNERSchen Anschauungen über die Gebirgswinde.

Das Problem der periodischen Gebirgswinde ist in neuerer Zeit durch A. WAGNER, E. EKHART u. a. in zahlreichen Arbeiten behandelt und durch eine umfassende Theorie A. WAGNERS, die mit der Unterscheidung von Hangwinden, Berg- und Talwinden und Ausgleichströmungen zwischen Tiefebene und Hochflächen einen entscheidenden Schritt vorangetan hat und die früheren unterschiedlichen Auffassungen über die Gebirgswinde und ihre Entstehung einer strengeren Grundlage zugeführt hat, in befriedigender Weise gelöst werden [1 bis 31].

Auch die praktische Erforschung der Gebirgswinde und ihrer Mechanik ist durch zahlreiche Untersuchungen von E. EKHART, A. JELINEK, E. MOLL, A. RIEDEL u. a. weit vorangetragen worden und sie ging parallel mit den immer wieder neu entwickelten Anschauungen A. WAGNERS [1 bis 31].

Im Jahre 1938 hat E. EKHART in einem Aufsatz bzw. Vortrag [30] in übersichtlicher Darstellung betitelt „Die Tageszeitenwinde der Alpen“ das Gesamtsystem der Gebirgswinde behandelt und die Fragen einer Luftzirkulation zwischen Ebene und Gebirge besprochen, deren Mechanismus er zusammen mit A. BURGER in einer früheren Arbeit [25] untersucht hat.

Es mag hier der Hinweis auf diese umfassende Arbeitsreihe genügen, da sich vorliegende Arbeit lediglich mit einem Teilglied des Gebirgswindproblems, nämlich den tagesperiodisch ablaufenden Hangwinden, befassen soll und es sei mir erlaubt, zu Beginn dieser Untersuchung den grundlegenden Gedankengang der Theorie von A. WAGNER [31] aufzugreifen, um dann speziell den Anschluß an die tagesperiodischen Hangwinde zu gewinnen.

Nach Sonnenaufgang setzt in zunehmendem Maße eine Erwärmung der Gebirgshänge ein und es beginnt die den Hängen auflagernde Luft in Form von *Hangaufwinden* längs der Abhänge aufwärts zu strömen. Die Talluft als Ganzes ist zu diesem Zeitpunkt kälter als die Luft über der Ebene. Das Druckgefälle ist also, vorausgesetzt, daß in der Höhe der das Tal begleitenden Bergkämme kein ausgesprochenes Druckgefälle vorhanden ist, vom Tal gegen die Ebene gerichtet und der Talabwind ist noch im Gange.

Die längs den Hängen aufsteigende Luft biegt oberhalb oder in Höhe des Gebirgskammes der Talmitte zu und strömt dort abwärts, um vom Talabwind in allen Schichten bis zum Erdboden in Richtung gegen den

Talausgang geführt zu werden. Es ersetzt sich demnach die relativ zur Ebene kalte Talluft als Ganzes allmählich durch wärmere Hangluft und infolgedessen wird einmal ein Zeitpunkt eintreten, in dem Talluft und die Luft über der Ebene dieselbe Mitteltemperatur aufweisen. Die Flächen gleichen Druckes sind dann horizontal, es ist kein Druckgefälle mehr vorhanden und der Talabwind hört auf. Dies ist der Moment der Nullage zwischen Talab- und aufwind und die Hangwindzirkulation hat einen dem Talquerschnitt folgenden Verlauf. Alles was an Luft längs der Hänge aufsteigt, sinkt über der Talmitte ab und kehrt zu den Hängen zurück. Es ist dies auch der Zeitpunkt schnellster Erwärmung der Talluft als Ganzes.

Mit weiter zunehmender Erwärmung der Talluft gegenüber der Luft über der Ebene stellt sich nun ein Druckgefälle Ebene—Tal ein und es setzt mit zunehmender Stärke der Talaufwind ein. Je mehr Luft durch diesen taleinwärts geführt wird, desto weniger wird eine Abwärtsbewegung der Hangluftzirkulation in der Talmitte vor sich gehen und die längs der Hänge verstärkt aufsteigende Luft wird jetzt mehr und mehr in den oberen Kompensationsstrom des Talaufwindes einbezogen werden.

Nach und nach erlischt gegen den Nachmittag hin mit der Abnahme der direkten Erwärmung der Hänge langsam der Hangaufwind, nachdem sein stetig abnehmender Lufttransport nun fast zur Gänze oberhalb der Kammhöhe mit dem Kompensationsstrom des Talaufwindes der Ebene zugeführt wurde. Die Talluft erreicht ihr Temperaturmaximum, der Druckgradient Ebene—Tal ist am stärksten und wenn dann am Spätnachmittag die Hangwindzirkulation völlig erlischt, strömt die Luft lediglich der Talsohle parallel und der Talaufwind tritt bis an die seitlichen Berghänge heran.

Von da an beginnt die langsame Abkühlung der Talluft, die durch die nun einsetzenden *Hangabwinde* stetig verstärkt wird, ebenso wie die Aufwärtsbewegung über der Talmitte eine stetige Abkühlung der Talluft als Ganzes bewirkt, verstärkt durch die einsetzende Ausstrahlung.

Und so kommt der Moment, in dem zwischen Talluft und der Luft über der Ebene Temperatúrausgleich stattfindet, die Flächen gleichen Druckes eben werden und der Talaufwind durch die Nullage in den Talabwind übergeht.

Wieder verläuft die Hangwindzirkulation im Talquerschnitt allein und alle längs der Hänge absteigende Luft wird über der Talmitte aufsteigen und dem Hang in Kammhöhe zuströmen, entsprechend der Abb. 2, nur im umgekehrten Sinne. Nun setzt der Talabwind ein und alle längs der Hänge absteigende Luft wird durch diese in stetig sich verstärkendem Maße dem Talausgang zugeführt.

Die Talluft erreicht als Ganzes ihr nächtliches Temperaturminimum, die vertikale Aufwärtsbewegung über der Talmitte hört gänzlich auf und schließlich hören die Hangabwinde auf. Die Luft strömt jetzt wieder der Talsohle parallel und der Talabwind tritt infolge des Fehlens jeder Hangwinde wieder ähnlich der Abb. 4 an die seitlichen Bergabhänge heran.

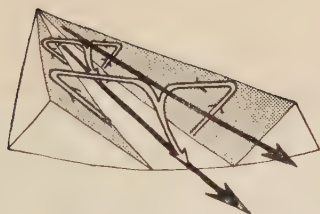


Abb. 1. Luftströmung am Morgen bei Sonnenaufgang. Beginn der Hangaufwinde (weiße Pfeile). Im Tale selbst noch Bergwind (schwarze Pfeile). Druckgefälle: talabwärts. Temperatur: Tal kalt, Ebene relativ warm. Temperaturänderung bis Abb. 2: Tal Erwärmung, Ebene Abkühlung.



Abb. 2. Luftströmung vormittags (zirka 9 Uhr). Starke Hangaufwinde. Übergang vom Berg zum Talwind. Druckgefälle: Null. Temperatur: ausgeglichen. Temperaturänderung bis Abb. 3: starke Erwärmung im Tal, geringe Temperaturänderung über Ebene.

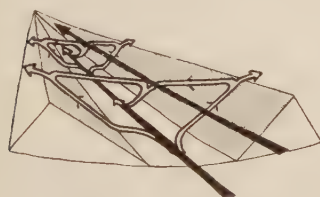


Abb. 3. Luftströmung Mittag bis früher Nachmittag. Abflauende Hangaufwinde. Talwind in voller Entwicklung. Druckgefälle: talaufwärts. Temperatur: Tal warm, Ebene relativ kalt. Temperaturänderung bis Abb. 4: keine wesentliche.

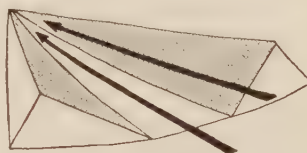


Abb. 4. Luftströmung am späten Nachmittag. Hangaufwinde erloschen. Talwind in gleicher Stärke wie bei Abb. 3, tritt bis an die seitlichen Hänge heran. Druckgefälle: talaufwärts. Temperatur: Tal warm, Ebene relativ kalt. Temperaturänderung bis Abb. 5: im Tal langsam Abkühlung.

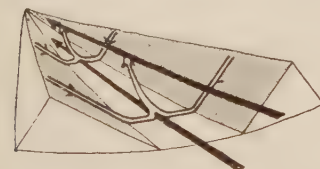


Abb. 5. Luftströmung Abends. Einsetzende Hangabwinde. Talwind abflauend. Druckgefälle: noch talaufwärts. Temperatur: im Tal wenig wärmer wie über Ebene. Temperaturänderung bis Abb. 6: im Tal starke Abkühlung, Ebene nur geringe Abkühlung.

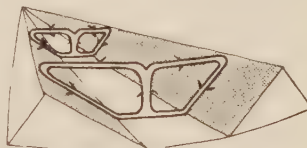


Abb. 6. Luftströmung später Abend bis erste Nachthälfte. Hangabwinde. Übergang vom Tal zum Bergwind. Druckgefälle: Null. Temperatur: ausgeglichen. Temperaturänderung bis Abb. 7: im Tal weitere starke Abkühlung.

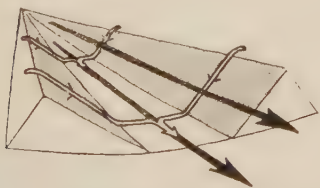


Abb. 7. Luftströmung nachts. Hangabwinde. Bergwind. Druckgefälle: talabwärts. Temperatur: im Tale kalt, Ebene relativ warm. Temperaturänderung bis Abb. 8: im Tale Abkühlung, über der Ebene geringe Abkühlung, relativ zum Tale warm.

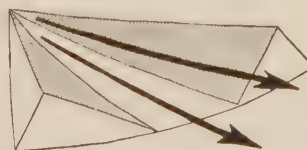


Abb. 8. Luftströmung nachts bis morgens. Hangabwinde erloschen. Bergwind, tritt bis an die seitlichen Hänge heran. Druckgefälle: talabwärts. Temperatur: im Tale kalt, über der Ebene wärmer. Temperaturänderung bis Abb. 1: im Tal und über der Ebene geringe Änderungen.

Abb. 1 bis 8: Schematische Darstellung eines Tales und der in ihm vorhandenen Luftströmungen an einem Normaltag.

Mit Sonnenaufgang und Erwärmung der Hänge beginnt der Hangaufwind wieder einzusetzen und damit schließt sich die Kette dieses tagesperiodischen Zirkulationssystems und es folgt wieder der Zustand wie ihn die Abb. 1 zeigt.

Das Wechselspiel zwischen Berg- und Talwind und den Hangwinden zeigt eine Verschiebung der Entwicklungsphase von Talab- und -aufwinden. Je nachdem diese Verschiebung groß, klein oder ausgeglichen ist, ändert sich das Bild der Gesamtzirkulation der Winde im Tale. Es ist nicht notwendig, auf die jahreszeitliche Schwankung derselben hier näher einzugehen, denn diese ist ja an sich bereits verständlich, wenn man an die treibende Kraft dieser Zirkulation, nämlich mit A. WAGNER, an den verschiedenen Gang der Temperaturschwankung im Tale und in der Ebene und an die verschiedene Einwirkung der Bestrahlung der Gehänge im Sommer und Winter, namentlich bei Schneeauflage in der letzteren Jahreszeit denkt.

Und nun wenden wir uns speziell den Hangwinden zu, deren Aufbau durch die aerologischen Untersuchungen des Innsbrucker meteorologischen Instituts bereits studiert wurde, wenn auch das Material sich nur auf wenige Meßtage bei verschiedenen äußeren Bedingungen erstreckt. Die tägliche Entwicklung der Hangwinde hinsichtlich ihrer Intensität und vertikalen Erstreckung ist ohne weiters vom Gesichtspunkt der täglichen Erwärmung bzw. Abkühlung, die durch Ein- und Ausstrahlung hervorgerufen wird, verständlich. Ebenso ist es verständlich, daß eine ungestörte Zirkulationsbewegung im Sinne der WENGERschen Hangwindtheorie fußend auf dem BJERKNESschen Zirkulationstheorem nur dann stattfindet, wenn ungestörte Ein- und Ausstrahlungsverhältnisse vorhanden sind und die Bodenbeschaffenheit des Hanges idealen gleichmäßigen Verhältnissen nahekommmt. Jede Bodenstörung, sei es Bewaldung, seien es Rinnen und Gräben werden modifizierend wirken und den Hangwinden einen von einem gleichförmigen Zustand abweichenden mehr turbulenten Charakter aufprägen. Auch die zeitweise Beschattung der Gehänge spielt für die gleichmäßige Entwicklung der Hangwinde eine wichtige Rolle.

Entscheidend für die Hangwinde aber sind die Temperaturverhältnisse einerseits am Hang selbst oder in dessen unmittelbarer Nähe und anderseits jene in einiger Entfernung vom Hang, also etwa über der Talmitte in gleicher Höhe. Die tägliche Temperaturschwankung eines Punktes am Hang und eines korrespondierenden Punktes im freien Tal in gleicher Höhe ist ihrer unterschiedlichen Größe wegen eine nach WENGER entscheidende treibende Kraft, die die Hangwindzirkulation aufrecht erhält. Die Erkenntnis JELINEKS, daß bei Hangaufwinden ein stark überadiabatisches Temperaturgefälle, bei Hangabwinden dagegen Bodeninversion und zu den Zeiten der Windumkehr Isothermie vorhanden ist, ist sehr aufschlußreich und ebenso ist die Tatsache des Umschlages der Richtung der Hangwinde von Auf- in Abwinde bei einer Änderung des Temperaturgefälles von Zu- in Abnahme mit der Höhe eine aus dem Beobachtungsmaterial gewonnene Erkenntnis.

Die Schichtdicke des Hangwindes senkrecht zum Hang wird nach den bisherigen Erkenntnissen etwa zu 200 m angegeben, jedoch ist dies nur ein roher Wert, der bei ungestörter Schönwetterlage und guter Ausbildung der Hangwindzirkulation etwa 260 m erreichen kann. Der nächtliche Hangabwind scheint kleinere Schichtdicken aufzuweisen, was an sich verständlich ist. Längs des Hangprofils scheint die Schichtdicke gegen die Kammhöhe hin zuzunehmen, also stellt sich die Hangaufwind-schichte als eine nach oben zu keilförmig anwachsende, dem Hang aufliegende Windschichte dar.

Die Geschwindigkeitskomponente parallel zum Hang scheint größenordnungsmäßig nach den Beobachtungen bei Werten zwischen 2 und 4 m/sec zu liegen, jedoch gilt dies nur für eine mittlere Hangneigung von etwa 30° und wechselt mit dem Neigungswinkel des Hanges sehr stark. In unmittelbarer Bodennähe scheinen die horizontalen wie auch die vertikalen Geschwindigkeitskomponenten kleine Werte zu haben und ihre maximalen Werte sind mehr auf die mittlere Höhe der Hangwind-schichte konzentriert.

Die relativ sehr dünne Schichte der Hangwinde reagiert in verständlicher Weise auf jede äußere Einwirkung besonders rasch und jede Bestrahlungsänderung ruft eine sofortige Reaktion in der Hangwindströmung hervor. So kann beispielsweise eine vorübergehende Beschattung des Hanges bereits die Hangwindströmung empfindlich stören und der Windwechsel von Ab- in Aufwind und umgekehrt ist gebunden an die Wanderung der Schattengrenze längs des Hanges. Auch die Exposition spielt für die Entwicklung der Hangwindströmung, für ihr Einsetzen bzw. Absterben und für ihre Intensität eine entscheidende Rolle.

Dieser kurze einleitende Überblick soll für den Zweck vorliegender Arbeit genügen. Es hat mich mein Vater (Prof. Dr. A. DEFANT) auf eine theoretische neuere Ableitung der Ausbildung von Hangwinden von L. PRANDTL [33, S. 373] aufmerksam gemacht, die anscheinend gestattet, einen tieferen Einblick in das Wesen der Hangwinde zu gewinnen.

Dieser Anregung folgend, habe ich mich mit der PRANDTL'schen Darstellung, die bisher in den meteorologischen Fachkreisen keinerlei Erwähnung gefunden hat, näher befaßt und insbesondere diese Arbeit zu einer Untersuchung meines Vaters „Über den Abfluß schwerer Luftmassen auf geneigtem Boden usw.“ in Beziehung gesetzt, mit der sie einige bemerkenswerte Zusammenhänge aufweist, die für eine detaillierte Behandlung ausreichend erscheinen [32].

Die PRANDTL'sche Darstellung befaßt sich mit der Strömung geschichteter Luft an geneigten Hängen und trägt die Überschrift „Berg- und Talwind in geschichteter Luft“ vom meteorologischen Gesichtspunkt der vorstehenden Ausführungen zu Unrecht und stellt lediglich eine Behandlung der Hangwinde dar. Dies sei zur Vermeidung von Unklarheiten vorweggenommen. Für die nachfolgenden Ausführungen ist es aber unerlässlich, sich aus den bisherigen Messungen und Pilotierungen an Hängen ein mittleres quantitatives, wenn auch nur mehr oder weniger rohes Bild der Hangauf- und -abwinde zu verschaffen und ein kurzes diesbezügliches Kapitel einzuschieben.

II. Ableitung von mittleren vertikalen Geschwindigkeitsprofilen für Hangaufwind und Hangabwind aus den Pilotierungen an Berghängen.

Die bisherigen Untersuchungen und Pilotierungen, sowie Temperaturmessungen an Berghängen des Inntals hatten alle den Zweck, tieferen Einblick in das Wesen der Hangwinde und den Nachweis derjenigen Rolle zu bringen, die die Hangwinde innerhalb der Gebirgswindzirkulation rein überlegungsmäßig spielen müssen.

Die rein schematischen kurzen Rechnungen, die WENGER [2] überschlagsmäßig für die Geschwindigkeit der Hangwinde gegeben hat, befriedigen in keiner Weise und lassen die Geschwindigkeitsverteilung vertikal zum Hang, also die Verteilung der hangprofilparallelen Geschwindigkeitskomponente mit der Höhe vertikal zum Hang, offen. Auch die bisherigen Messungen beschränken sich in der Hauptsache auf die Feststellung der vertikalen und horizontalen Geschwindigkeitskomponenten für jeden Moment der Flugbahn der Pilotballone, sowie auf die Feststellung der relativen Höhe derselben über dem Aufstiegsort.

Aber diese Behandlung der Hangwinde scheint mir weniger charakteristisch für dieselben zu sein, denn wie schon ihr Name sagt, sind die Hangwinde Strömungen, die von der Neigung der Gehänge abhängig sind und durch diese begründet und bedingt sind. So kann eine Beziehung auf ein Koordinatensystem, welches mit seinem Ursprung im Aufstiegsort der Pilotballone liegt und eine horizontale x -Achse und eine vertikale z -Achse ohne Rücksicht auf die Hangneigung besitzt, nicht voll befriedigen. Vielmehr wird es angezeigt sein, ein Koordinatensystem zu wählen, welches seinen Ursprung im Aufstiegsort, seine x -Achse in der Hangfläche in Richtung senkrecht zum Gebirgskamm und seine z -Achse vertikal zum Hang nach oben besitzt. Wir wollen demnach abweichend von den horizontalen und vertikalen Koordinaten x und z , die Hangkoordinaten mit s (in der Hangfläche) und mit n (vertikal zum Hang) benennen (mit PRANDTL). Die Behandlung der Strömung als zweidimensionales Problem schließt die dritte Koordinate parallel zur Talrichtung im Hang liegend aus.

Ich habe nun die Messungen von A. RIEDEL [19] am Abhang der Innsbrucker Nordkette benützt, um mir mittlere Profile der Hangwindgeschwindigkeit und zwar deren Komponente in der Hangprofilrichtung für Hangauf- und -abwind zu konstruieren. Und zwar habe ich für insgesamt 11 Vertikalprofile von Pilotballonaufstiegen (Doppelvisierungen) die veröffentlichten Werte der relativen Höhen der Bahnpunkte über dem Aufstiegsort, sowie deren horizontale bzw. vertikale Geschwindigkeitskomponente einer Transformation in oben beschriebenes Hangkoordinatensystem unterzogen. Dabei wurde beachtet, daß die 11 Aufstiege möglichst ungestörte Hangaufwindverhältnisse zeigten und keinerlei äußere störende Einflüsse sich bemerkbar machten. Das mehr oder weniger geneigte Hangprofil wurde durch geradlinige Stücke an-

genähert und die horizontalen bzw. vertikalen Geschwindigkeitskomponenten jedes Bahnpunktes möglichst genau gemäß diesen unterschiedlichen Teilneigungen in Komponenten parallel zum Hangprofil zerlegt, ebenso die vertikale Höhe über dem Hang für jeden Bahnpunkt berechnet.

Unter der Annahme stationärer Geschwindigkeitsverhältnisse durch alle Schichten hindurch habe ich nun die entfernungsmäßig vom Aufstiegsort auseinanderliegenden Bahnpunkte in einer mittleren Linie senkrecht zum Hang vereinigt, so wie man es ja gewöhnlich bei der Bearbeitung von Pilotballonaufstiegen tut, und konnte so Profile der hangprofilparallelen Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Hang zeichnen.

Nachfolgende Tabelle 1 gibt die Mittelwerte dieser hangparallelen Komponente der Windgeschwindigkeit nach 11 Hangaufwindpiloten (in m/sec) für die 5 m Höhenstufen (vertikal zum Hang) bis zu 130 m Höhe wieder.

Tabelle 1. *Hangparallele Geschwindigkeit w (in m/sec) in Abhängigkeit von n . (Mittelwerte von 11 Hangaufwindpiloten.)*

Höhe n	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55	60	65
Mittelwert	2,29	2,91	3,39	3,70	3,86	3,86	3,80	3,67	3,53	3,39	3,24	3,09	3,04
Höhe n	70	75	80	85	90	95	100	105	110	115	120	125	130
Mittelwert	2,89	2,76	2,76	2,61	2,53	2,48	2,42	2,35	2,29	2,27	2,26	2,29	2,38

Es ist klar, daß nur eine gleichzeitige exakte Messung in allen diesen Höhen wahre Werte liefern könnte, jedoch zeigt die vernünftige Verteilung der Geschwindigkeiten mit der Höhe, daß selbst eine so notgedrungen rohe Berechnung doch brauchbare Werte und Unterlagen schaffen kann, bei Auswahl günstiger Aufstiegsbedingungen und möglichst sorgfältiger Auswertung.

Fast alle 11 Geschwindigkeitsverteilungen zeigen ein Anwachsen der Geschwindigkeit vom Boden bis in Höhen von 20 bis 40 m, dann einen Abfall der Geschwindigkeit. Mit steigender Höhe zeigen sich allerdings recht unterschiedliche Werte. Es muß verständlich sein, daß bald nach Durchstoß der Hangwindschichte der Ballon von den mehr oder weniger ausgeprägten und unterschiedlichen Gradientwindströmungen darüber oder von den eigentlichen Berg- und Talwinden erfaßt wird, die dann oberhalb einer gewissen Höhe langsam in stetig zunehmendem Maß die Geschwindigkeit beeinflussen.

Diese oberen Schichten stören anscheinend keineswegs die recht anschaulich zutage tretende Geschwindigkeitsverteilung innerhalb der Hangwindschichte und in dieser Schichte ist eine Gesetzmäßigkeit doch

zweifellos erkennbar. Da alle Aufstiege bei unterschiedlicher Tageszeit vorgenommen wurden, zeigen sich Schwankungen innerhalb der Geschwindigkeitsgröße der einzelnen Aufstiege, was an und für sich für

eine Mittelbildung nur günstig ist. Die mittlere Kurve zeigt die Abb. 9.

Man erkennt eine stetige Geschwindigkeitszunahme vom Boden bis zu einer Höhe von 27 m, wo die hangprofilparallele Geschwindigkeit mit einem Wert von 3,9 m/sec ein Maximum erreicht. Dann setzt eine stetige Abnahme der Geschwindigkeit ein, die in den Höhen 110 bis 130 m mit Werten von zirka 2,3 m/sec abschließt. Diese Beschreibung soll hier genügen; auf die in der Abb. 9 eingezeichneten weiteren Kurven komme ich später zurück.

Eine im Wesen gleiche Methode wurde bei der Konstruktion eines entsprechen-

den Hangabwindprofils angewendet. Wieder wurden nur Aufstiege bei möglichst ungestörtem Hangabwind verwendet und nach gleicher Komponentenzerlegung die Geschwindigkeiten der hangprofilparallelen Komponente und die vertikale Höhe über dem Hang für jeden Bahnpunkt ermittelt.

Die Tabelle 2 gibt die Ergebnisse in m/sec im Mittel der fünf Aufstiege wieder.

Tabelle 2. Hangparallele Geschwindigkeit w (in m/sec) in Abhängigkeit von n . (Mittelwerte aus 5 Hangabwindpiloten.)

Höhe n	2,5	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50
Mittel	0,63	0,96	1,50	1,95	2,22	2,34	2,35	2,27	2,15	2,04	1,91

Höhe n	55	60	65	70	75	80	85	90	95	100	105	110
Mittel	1,81	1,74	1,66	1,60	1,49	1,34	1,10	0,86	0,40	0,23	0,19	—0,02

Auch hier zeigt sich wiederum die Zunahme der Geschwindigkeit in den unteren Metern bei jedem Aufstieg bis zu Höhen von 20 bis 40 m

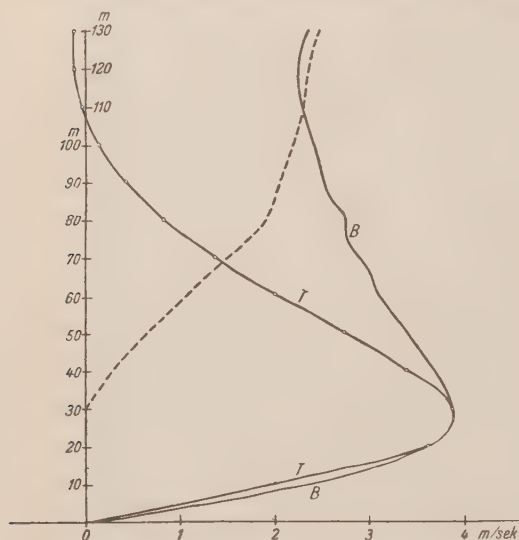


Abb. 9. Hangvertikales Windgeschwindigkeitsprofil für Hangaufwinde. B nach den Beobachtungen, T nach der Theorie, gestrichelte Kurve = Differenz zwischen T und B .

und dann der Abfall der Geschwindigkeit, der mit steigender Höhe in ungleichmäßige Schwankungen übergeht.

Die Mittelbildung zeigt eine der Hangaufwindströmung entsprechende Geschwindigkeitsverteilung. Die Abb. 10 gibt diese mittlere Kurve wieder.

Wieder erfolgt ein Ansteigen der Geschwindigkeit vom Boden bis in eine Höhe von 27 m mit einem jetzt schwächeren Maximum von 2,36 m/sec. Dann setzt sich die Kurve mit Geschwindigkeitsabnahme nach oben zu fort und auch hier muß zweifellos der Störungseinfluß des Berg- und Talwindes bzw. des Gradientwindes in der Höhe bestimmend für das Aussehen des oberen Kurventeiles werden.

Zusammenfassend können wir also sagen: Es ergibt sich aus den Beobachtungen eine Zunahme der hangprofilparallelen Windströmung bis in eine Höhe von 27 m im Mittel bei Hangaufwind und Hangabwind, wobei dieses Maximum verständlicherweise beim Hangaufwind im Mittel stärker ist (3,9 m/sec) als bei Hangabwind (2,36 m/sec). Von dort an setzt sich die Kurve mit Geschwindigkeitsabnahme fort, die rein überlegungsmäßig bis zur Windruhe an der Obergrenze der Hangwindsschicht absinken müßte. Die Abnahme ist im Mittel deutlich erkennbar, jedoch ist der störende Einfluß der allfälligen Gradientwindströmung bzw. des Berg-

und Talwindes vorhanden, der ein Absinken der Geschwindigkeit auf den Nullwert an der oberen Grenze der Hangwindsschicht nicht eintreten läßt.

Soweit das vertikale Geschwindigkeitsprofil und seine überschlagsmäßige Behandlung.

Es interessiert nun noch die thermische Schichtung vertikal zum Hang. Diese ist leider bis in größere Höhen nicht ermittelt worden und es liegen lediglich Messungen der Temperatur an den Seilbahnstützen der Innsbrucker Nordkettenbahn bzw. Patscherkofelbahn vor [27], d. h. bis zu Höhen von 20 m.

Diese Beobachtungen sind ausgeführt worden an Tagen, wo der Hang eine Schneedecke trug, durch welche in den alleruntersten Schichten (bis zu 2 m) eine besonders niedrige Temperatur erzwungen wurde. Auch an den Tagen, an denen darüber ein richtiger Hangaufwind vorhanden war. In dieser oberen Schicht (bis 20 m) zeigt sich bei Hangaufwind eine schwache Temperaturzunahme, die allmählich in die normale

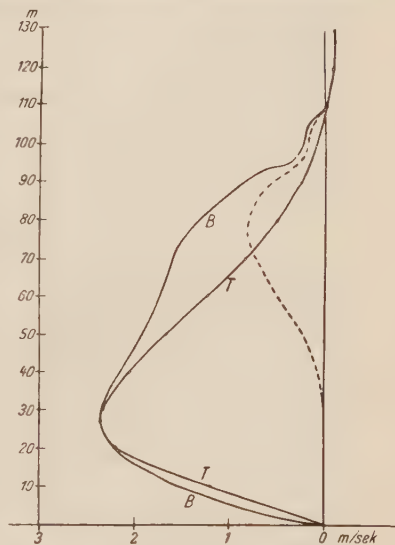


Abb. 10. Hangvertikales Windgeschwindigkeitsprofil für Hangabwinde. *B* nach den Beobachtungen, *T* nach der Theorie, gestrichelte Kurve = Differenz zwischen *T* und *B*.

Temperaturabnahme mit der Höhe übergeht. Das Temperaturgefälle senkrecht zum Hang ist durch die dem Boden auflagernde Schneedecke sicherlich wesentlich gestört und es ist zu erwarten, daß in normalen Fällen ohne Schneedecke in den alleruntersten Schichten ein überadiabatischer Gradient bei Hangaufwind vorhanden ist. A. WAGNER bemerkt, daß nach von ihm vorgenommenen Messungen dieser stark überadiabatische Temperaturgradient ein charakteristisches Merkmal des Hangaufwindes ist. Eine zahlenmäßige Darstellung desselben ist leider nicht zu geben. Bei Hangabwind unterstützt natürlich die dem Boden auflagernde Schneedecke die niedrigen Temperaturen der alleruntersten Schichten, die den Hangabwind ja erzeugen. Wie die Beobachtungen auch zeigen, ist bei Hangabwind stets eine Bodeninversion vorhanden, die erst oberhalb des Hangwindmaximums in die normale Temperaturabnahme mit der Höhe übergeht.

III. Die PRANDTLsche Theorie stationärer Hangwindströmungen.

L. PRANDTL [33, S. 373] behandelt das Problem des Hangwindes von folgenden Gesichtspunkten aus. Über einem unter dem Winkel α gegen die Horizontale geneigten Hang sei eine stabil geschichtete Luft gelagert, was besagt, daß in ihr die potentielle Temperatur mit der Höhe zunimmt. Ein in einer solchen Luftschichtung eingelagertes Luftteilchen wird bei Erwärmung nur zu einer solchen Höhe aufzusteigen vermögen, in welcher es von Teilchen gleicher Temperatur umgeben ist. Wird ihm jedoch von der Unterlage, also von der Hangfläche, eine weitere Erwärmung zugeführt, so steigt es weiter auf, je nach Dauer und Stärke der Wärmezufuhr.

Wenn nun aber die geneigte Hangfläche eine bestimmte höhere Temperatur besitzt als die ihr auflagernde Luftschichte, so werden sich die Luftteilchen derselben mit einer gleichförmigen Geschwindigkeit fortbewegen, wenn man von der Anlaufzeit am unteren Rande des Hanges absieht.

Die Koordinaten x (horizontal) und z (vertikal) werden, wie schon erwähnt, ersetzt durch die Koordinaten a (hangparallel) und n (hangvertikal).

Nimmt man nun die potentielle Temperatur ϑ mit stetiger Zunahme in der Form $A + Bz$ an und fügt ihr eine gewisse Temperaturstörung ϑ' hinzu, welche von der Wärmeleitung der erwärmten schrägen Hangfläche herrührt und in der Richtung n wirksam ist, so ergibt sich der Ansatz für die potentielle Temperatur in der Form

$$\vartheta = A + Bz + \vartheta'(n) \quad (1)$$

Bei diesem Ansatz ist die Bewegungsursache der Luft hangauf- bzw. -abwärts gegeben durch die Auftriebskraft, die senkrecht nach oben durch die Größe $g \frac{\varrho' - \varrho}{\varrho'}$ gegeben ist. Dabei ist ϱ' die ungestörte Dichte und ϱ die Dichte des betrachteten gestörten Teilchens [siehe 36, S. 47].

Nun ist $\varrho = \frac{\varrho' T'}{T' + \vartheta'}$ und in erster Annäherung erhält man als Beschleunigung nach oben bei positivem ϑ' den Wert $g \beta \vartheta'$, wenn man für $\frac{1}{T'} = \beta$ setzt. In der Richtung des Hanges aufwärts wirkt dann die Auftriebsbeschleunigung.

Die Geschwindigkeit w parallel zum Hang in der Richtung s wird als Funktion der Richtung n erwartet und ihre zeitliche Änderung muß gleich der Summe der Auftriebsgröße $g \beta \sin \alpha \cdot \vartheta'$ und der Reibungsgröße $\nu \frac{\partial^2 w}{\partial n^2}$ sein, also

$$\frac{dw}{dt} = g \beta \sin \alpha \cdot \vartheta' + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial n^2} \quad (2)$$

und für den stationären Zustand $\left(\frac{dw}{dt} = 0\right)$ ergibt sich die Beziehung

$$0 = g \beta \sin \alpha \cdot \vartheta' + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial n^2}. \quad (3)$$

Die Wärmeleitungsgleichung für die erwärmte Hangfläche ergibt die Beziehung

$$\frac{d\vartheta}{dt} = a \left(\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial n^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial s^2} \right), \quad (4)$$

wobei a der Temperaturleitfähigkeitskoeffizient ist.

Bei bewegter Luft in Richtung s ist

$$\frac{d\vartheta}{dt} = \frac{\partial \vartheta}{\partial t} + w \frac{\partial \vartheta}{\partial s} \quad (5)$$

zu setzen, worin für den stationären Zustand $\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = 0\right)$ wird. Vernachlässigt man in (4) $\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial s^2}$ gegenüber $\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial n^2}$, was erlaubt ist, so ergibt die Beziehung (4) die Gleichung

$$w \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial s} = a \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial n^2}. \quad (5a)$$

Gemäß der Transformation der Koordinaten ist $z = s \cdot \sin \alpha + n \cos \alpha$ und es ergibt sich aus Gleichung (5a) und (1)

$$w \cdot B \sin \alpha = a \frac{\partial^2 \vartheta'}{\partial n^2}. \quad (6)$$

Durch zweimalige Differentiation nach n und Einsetzen in Gl. (3) erhält man

$$0 = g \sin \alpha \beta \vartheta' + \frac{a \nu}{B \sin \alpha} \cdot \frac{\partial^4 \vartheta'}{\partial n^4}. \quad (7)$$

Die einfache Lösung dieser Differentialgleichung ist

$$\vartheta' = C \cdot e^{-\frac{n}{l}} \cdot \cos \frac{n}{l}, \quad (8)$$

worin

$$l = \sqrt[4]{\frac{4 a v}{g \beta B \cdot \sin^2 \alpha}} \quad (9)$$

ist.

Differenziert man die Lösung (8) zweimal nach n und setzt diesen Wert in (6) ein, so findet man für w die Gleichung

$$w = C \cdot \sqrt{\frac{g \beta a v}{B \cdot v}} \cdot e^{-\frac{n}{l}} \cdot \sin \frac{n}{l}. \quad (10)$$

Damit ist die Lösung des Problems im Falle einer stationären Strömung längs des Hanges erzielt und sowohl die Temperaturstörung als auch die Geschwindigkeit w in Abhängigkeit von n (vertikal zum Hang) gewonnen.

Bei vorgegebener Annahme der Größe C in den Lösungsausdrücken (8) und (10), welche ein Maß für die Temperaturstörung an der Hangfläche ($n = 0$) ist, gibt nun L. PRANDTL das Aussehen von ϑ' und w in Form einer graphischen Darstellung wieder.

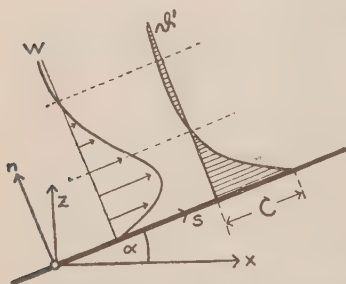


Abb. 11. Schematische Darstellung des Wind- und Temperaturstörungsprofils vertikal zum Hang nach L. PRANDTL.

Man erkennt, daß w mit der Höhe vertikal zum Hang (also in Richtung n) in den unteren Schichten rasch zunimmt, ein Maximum erreicht und dann wieder sich langsamer, als vorher der Anstieg zum maximalen Wert war, dem Wert Null nähert, ja sogar in gewisser Höhe kleine negative Werte aufweist.

Die Kurve der Störung der potentiellen Temperatur ϑ' zeigt am Boden den angenommenen Wert C und nimmt dann stetig mit zunehmender Höhe n ab, erreicht einen Wert Null und für

bestimmte Höhen darüber kleine negative Werte, was nach PRANDTL daraus resultiert, daß infolge Reibung durch den Wärmeartrieb auch Schichten bewegt werden, die selbst nicht erwärmt und nach einer Hebung kälter als die Umgebung im ungestörten Zustand sind.

Es ist nun zweifellos von Interesse, wie weit die PRANDTLsche Theorie in ihrer einfachen stationären Form den mittleren Beobachtungsstatistiken, die ich oben ausgeführt habe, gerecht zu werden vermag.

IV. Diskussion der PRANDTLschen theoretischen Lösung und Vergleich mit den Beobachtungen.

Zu einem solchen Vergleich ist eine eingehende Diskussion der zu einer Berechnung anzuwendenden Konstanten nötig.

Die Annahme einer Temperaturstörung von 5°C am Hangboden ($n = 0$), dürfte mittleren Verhältnissen recht gut entsprechen, also wollen

wir $C = 5^\circ \text{C}$ setzen. Die potentielle Temperaturschichtung soll durch einen mittleren Wert von $0,4^\circ/100 \text{ m}$ festgelegt werden, also ist $B = 4 \times 10^{-5} [\text{grad} \cdot \text{cm}^{-1}]$. Der Wert von $\beta = \frac{1}{T}$ sei mit $\frac{1}{283^\circ}$ angenommen. Den mittleren Neigungswinkel α des Hanges wollen wir entsprechend dem Bodengefälle an der Beobachtungsstelle der Innsbrucker Nordkette (Seegrube) zu $42,5^\circ$ annehmen.

Die Größe des Reibungskoeffizienten ν und des Koeffizienten der Temperaturleitfähigkeit a wollen wir detaillierter behandeln.

Bezeichnen wir mit A_τ die Austauschgröße infolge von Impulstransport (Scheinreibung) und mit A_q die Austauschgröße infolge von Transport des Wärmeinhaltes (scheinbare Wärmeleitung), so ist $\nu = \frac{A_\tau}{\rho}$ und $a = \frac{A_q}{\rho}$, wenn wir mit ρ die Dichte der Luft bezeichnen.

Für *turbulente Strömungsverhältnisse* ist für die Größe $\frac{a}{\nu} = \frac{A_q}{A_\tau}$ nach gleichzeitigen Messungen des Geschwindigkeits- und Temperaturprofils im Nachlaufstrom eines erhitzten Stabes eindeutig der Wert 2 ermittelt worden. Andererseits ergaben die Messungen der Vermischung eines Luftstrahls mit Luftstrahlen anderer Temperatur ebenfalls den Wert 2 (siehe [33], S. 108). Bisher war es üblich, für die turbulenten Reibungsschichten an einer Wand $A_q = A_\tau$, also $\frac{a}{\nu} = \frac{A_q}{A_\tau} = 1$ zu setzen. Man stand damit stets im Einklang mit den Versuchen.

Neueren Messungen von Geschwindigkeits- und Temperaturprofilen an Platten und Rohren von F. ELIAS und H. LORENZ aus den Jahren 1930 und 1934 zufolge ergab sich aber ein Wert $\frac{A_q}{A_\tau} = 1,4$ bzw. 1,5, welchen Wert man zur Zeit wohl als den besten ansehen muß.

A_q und A_τ schwankt für Verhältnisse in der Atmosphäre etwa zwischen 1 und 100 und erreicht in der freien Atmosphäre im Mittel $50 \text{ gr cm}^{-1} \text{ sec}^{-1}$.

Für die *laminaren Strömungsverhältnisse* bei verschwindend kleinem Druckunterschied gibt L. PRANDTL den Wert $\frac{\nu}{a} = 1$ an. Die Größe $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ wird für 0°C $0,133 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$, für 100°C $0,245 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$, während andererseits die Größe $a = \frac{\lambda}{\rho \cdot c_p}$ gleich $0,173$ bzw. $0,183 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$ ist, wenn man mit λ den Wärmeleitungskoeffizienten der Luft zu $0,0000568 \text{ cal cm}^{-1} \text{ grad}^{-1} \text{ sec}^{-1}$, mit ρ die Dichte der Luft zu $0,001293 \text{ gr cm}^{-3}$ und c_p die spezifische Wärme bei konstantem Druck zu $0,2405 \text{ cal gr}^{-1} \text{ grad}^{-1}$ annimmt. Mit diesen Werten für ν und a erhält man mittlere Werte für $\frac{\nu}{a}$ von 0,7 bis 0,8. Für Luft benützt POHLHAUSEN einen Wert von $\frac{\nu}{a} = 0,733$ (siehe L. PRANDTL [33], S. 366).

Es ergeben sich mit diesen Betrachtungen und Annahmen folgende feste Zahlenwerte:

Tabelle 3.

Konstante	Zahlenwert	Dimension	
α	42,5°	grad	Turbulenter Zustand
g	980,6	cm ² sec ⁻¹	$\frac{a}{\nu} = \frac{A_q}{A_\tau} = 1,4 \sim 1,5$
B	0,4°/100 m 4×10^{-5}	grad m ⁻¹ grad cm ⁻¹	
β	1/283°	grad	Laminarer Zustand
q (0 m)	$1,225 \times 10^{-3}$	gr cm ⁻³	$\frac{a}{\nu} = 0,733$
q (2000 m)	$0,9510 \times 10^{-3}$	gr cm ⁻³	a 0,183~ 0,173 ν 0,245 0,133
			cm ² sec ⁻¹ bei 100° C 0° C cm ² sec ⁻¹

Mit diesen konstanten Werten können wir nun eine Abschätzung mittlerer Art der PRANDTLschen Lösungsausdrücke (8), (9) und (10) vornehmen.

Es interessiert uns zuerst diejenige Höhe n , in welcher die Geschwindigkeit w ein Maximum besitzt. Dies ist dann der Fall, wenn $\frac{\partial w}{\partial n} = 0$ wird

Es ist dann

$$\frac{\partial w}{\partial n} = C \cdot \sqrt{\frac{g \beta a}{B \nu}} e^{-\frac{n}{l}} \cdot \left[\cos \frac{n}{l} - \sin \frac{n}{l} \right] = 0 \quad (11)$$

und damit ergibt sich die Höhe des Geschwindigkeitsmaximums zu

$$n = \frac{\pi}{4} \cdot l. \quad (12)$$

Diese Höhe ist aber gemäß den oben dargestellten Kurven der Abb. 9 und 10 bekannt und in beiden Kurven für Hangauf- und -abwind gleich 27 m.

Damit errechnet sich mittels der Gl. (12) die Größe l zu

$$l = 34,37 \text{ m} = 3437 \text{ cm} \quad (13)$$

Weiterhin interessiert diejenige Höhe, in welcher $w = 0$ wird. Diese ergibt sich zu

$$n_0 = \pi \cdot l \quad (14)$$

und mit $l = 34,37 \text{ m}$ wird dann

$$n_0 = 108 \text{ m}.$$

Mit Hilfe der Beziehung (9)

$$l = \sqrt[4]{\frac{4 a \nu}{g \beta B \sin^2 \alpha}}$$

und der Kenntnis von $\frac{a}{\nu} \sim 1,4$ ist es nun möglich, A_q und A_τ zu berechnen und man erhält mit den Konstanten der Tabelle 3

$$A_q = 52,9 \text{ und } A_\tau = 37,8 \text{ [gr cm}^{-1} \text{ sec}^{-1}]. \quad (15)$$

Diese Werte liegen größenordnungsmäßig recht gut im Bereiche des Möglichen. Das gilt für eine Neigung des Hanges von $42,5^\circ$ entsprechend der mittleren Hangneigung der Nordkette in Höhe der Seegrube. Für andere Stellen, wo die mittlere Hangneigung nur 18° betrug, ergaben sich aus den Hangabwindmessungen die Werte

$$A_q = 24,2 \text{ und } A_r = 16,9 \text{ [gr cm}^{-1} \text{ sec}^{-1}] \quad (15a)$$

Wir wenden uns nun der Gl. (10) zu, die uns die vertikale Verteilung der Geschwindigkeit w über dem Hang gibt, und deren zahlenmäßiger Auswertung. Für die Höhe von 27 m, in welcher das Maximum von w sowohl bei Hangaufwind als auch -abwind eintritt, beträgt w für den Hangaufwind 3,9 m/sec und für den Hangabwind — 2,36 m/sec.

Die Größe von $e^{-\frac{n}{l}} \cdot \sin \frac{n}{l}$ ergibt sich für $n = 27$ m und $l = 34,37$ m zu 0,33 und man erhält die Größe

$$C \cdot \sqrt{\frac{g \beta a}{B v}} \begin{cases} \text{für Hangaufwind} & 3,9/0,33 = 1182 \text{ cm/sec} \\ \text{für Hangabwind} & -2,36/0,33 = -715 \text{ cm/sec.} \end{cases}$$

Die Größe $\sqrt{\frac{g \beta a}{B v}}$ ist bestimmbar und damit kann man C berechnen. Es ist

$$C \begin{cases} \text{für Hangaufwind} = 3,4^\circ \\ \text{für Hangabwind} = -2,05^\circ. \end{cases} \quad (16)$$

Nun ist es möglich, den Gesamtausdruck der Gl. (10) für verschiedene Höhen n (alle 10 m von $n = 10$ bis 130 m) auszuwerten.

Es ergibt sich damit folgende Tabelle 4, die uns die theoretische vertikale Verteilung von w bei Hangauf- und -abwind wiedergibt.

Tabelle 4.

n Meter	$e^{-\frac{n}{l}} \cdot \sin \frac{n}{l}$	w (m/sec) Aufwind	w (m/sec) Abwind
10	0,1703	+2,01	—1,21
20	3070	+3,62	—2,20
27	3300	+3,90	—2,36
30	3276	+3,87	—2,34
40	2872	+3,39	—2,05
50	2321	+2,74	—1,66
60	1722	+2,03	—1,23
70	1169	+1,38	—0,84
80	0711	+0,84	—0,51
90	0366	+0,43	—0,26
100	0127	+0,15	—0,09
108	0,0000	0,0	0,0
110	—0,0024	—0,03	+0,02
120	—0,0104	—0,12	+0,08
130	—0,0136	—0,13	+0,10

Wir kehren nun noch einmal zu den Abb. 9 und 10 zurück und betrachten die Kurven w , welche sich theoretisch gemäß den Werten der Tabelle 4 nach der PRANDTLschen Theorie ergeben, im Vergleich mit den aus den Beobachtungen gewonnenen mittleren Verteilungen. Man erkennt, daß die theoretischen Kurven mit den mittleren Kurven aus den Beobachtungen bis zur Höhe von 27 m (maximale Geschwindigkeit w) in beiden Fällen nahezu übereinstimmt und daß die Übereinstimmung überraschend gut ist. Die dabei noch auftretenden Differenzen der Geschwindigkeit von maximal 0,4 m/sec liegen innerhalb der Meßgenauigkeit und des angewendeten Verfahrens und sind belanglos. Über der Höhe $n = 27$ m jedoch folgt, wie erwartet, die theoretische Kurve nicht den Beobachtungskurven, sondern nimmt stetig bis zur Höhe $n_0 = 108$ m, wo $w = 0$ ist, ab und erreicht dann sogar mäßige negative Geschwindigkeitswerte. Um diesen theoretischen Verlauf auch in den Mittelkurven der Beobachtungen zu erzielen, den diese ja infolge des störenden Einflusses des Gradientwindes bzw. des Berg- und Talwindes, wie schon eingangs erwähnt, nicht zeigen können, muß man eine Geschwindigkeitsverteilung in den einzelnen Höhen von ihren Werten abziehen, welche durch die gestrichelte Linie in beiden Darstellungen markiert ist. Es zeigt sich, daß oberhalb einer Höhe von 30 m sich in beiden Fällen bereits ein solch störender Einfluß geltend macht, jedoch sind die Beträge hier noch minimal und man kann erst von Höhen $n = 70$ bis 80 m an von namhafteren Beträgen sprechen, die störend auf den *reinen* Hangwind wirken. Höhen aber von etwa 100 m über der Beobachtungsstation Seegrube (1905 m) bedeuten schon Stellen, bei denen ein Einfluß des oberen Gradientwindes oder auch des Berg- und Talwindes sehr plausibel ist.

Man darf im großen und ganzen mit dem Vergleich von Theorie und Beobachtung innerhalb der reinen Hangwindsschichte recht zufrieden sein.

Wir wenden uns nun der Auswertung der Gl. (8) für die vertikale Temperaturverteilung zu. Mangels geeigneter Meßergebnisse müssen wir uns hier mit dem theoretischen Bild der Verteilung der Störung der potentiellen Temperatur mit der Höhe n vertikal zum Hang zufrieden geben.

Die Berechnung der Werte ϑ' für verschiedene Höhen n (alle 10 m von $n = 10$ bis 130 m) gibt die Tabelle 5 für Hangaufwind und Hangabwind.

Tabelle 5.

Vertikale Höhe n (Meter)	potentielle Temperatur-Störung ϑ'		Vertikale Höhe n (Meter)	Potentielle Temperatur-Störung ϑ'	
	°C Aufwind	°C Abwind		°C Aufwind	°C Abwind
0	3,4	—2,05	80	—0,23	0,14
10	2,43	—1,47	90	—0,21	0,13
20	1,59	—0,96	100	—0,18	0,11
30	0,91	—0,55	108	—0,15	0,09
40	0,42	—0,25	110	—0,14	0,08
50	0,09	—0,03	120	—0,12	0,07
60	—0,10	0,06	130	—0,06	0,04
70	—0,20	0,12			

Die graphische Darstellung der ϑ' -Werte der Tabelle 5 mit zunehmender Höhe zeigt, daß in den unteren Schichten die Größe der ϑ' -Werte rasch abnimmt bzw. zunimmt und in einer bestimmten Höhe gleich Null wird.

Diese Höhe, wo $\vartheta' = 0$ wird, ergibt sich zu $n = \frac{\pi}{2} l = 54,05$ m. Die

Schicht der Temperaturstörung ϑ' ist also nur halb so hoch wie die Hangwindschicht (w).

Von dieser Höhe an wird die Kurve für den Hangaufwind negativ und umgekehrt die Kurve für den Hangabwind positiv; die Kurven ändern sich mit zunehmender Höhe jedoch nur sehr wenig.

Dies bedeutet, daß sich sowohl bei Hangaufwind als auch bei Hangabwind die Temperaturstörung der Temperaturschichtung über dem Hang theoretisch bis in Höhen von zirka 50 m erstrecken müßte.

Die richtige Temperaturverteilung über dem Hang nach der Theorie erhält man erst, wenn man die Temperaturstörung der mittleren Temperaturverteilung überlagert, d. h. die Gl. (1) mit den gegebenen Zahlenwerten auswertet.

Dies ist in den Abb. 13 und 14 für Hangauf- und -abwind durchgeführt worden.

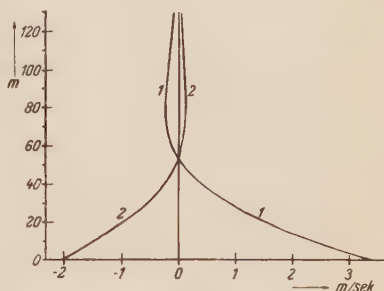


Abb. 12. Hangvertikale Verteilung der Temperaturstörung ϑ' für Hangaufwinde (1) und Hangabwinde (2).

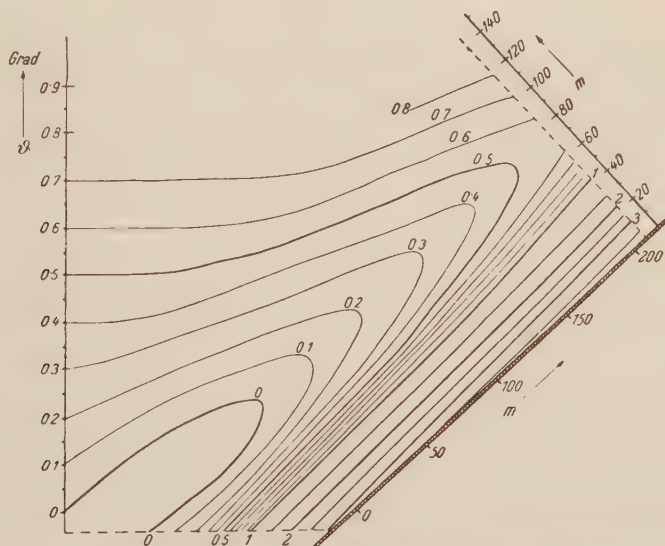


Abb. 13. Vertikale Verteilung der potentiellen Temperatur über dem Hang bei Hangaufwind.

Man erkennt aus der Abb. 13 (Hangaufwind) in den unteren Schichten eine rasche Änderung der potentiellen Temperatur mit der Höhe, und zwar überadiabatische Gradienten, da die potentielle Temperatur mit der Höhe bis durchschnittlich 70 bis 80 m senkrecht über dem Hang zunimmt und sich erst von hier ab die Temperaturverteilung allmählich der normalen Temperaturabnahme mit der Höhe von $0,6^\circ/100$ m nähert.

Verfolgt man eine einzelne Isotherme, die in größerer Entfernung vom Hang eben verläuft, so sieht man, daß sie in einem gewissen Bereich

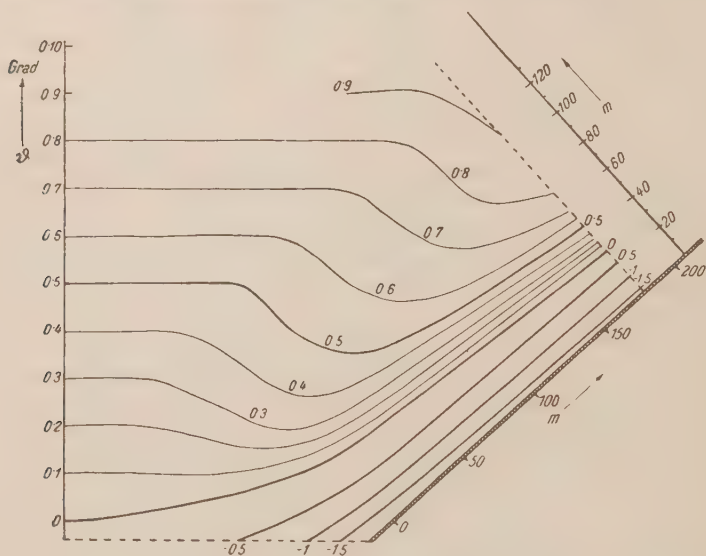


Abb. 14. Vertikale Verteilung der potentiellen Temperatur über dem Hang bei Hangabwind.

bei Annäherung an den Hang etwas aufzusteigen beginnt und dann in die durch den Hangwind bedingte Aufwölbung hangaufwärts einmündet. Auf diese Erscheinung habe ich bereits früher hingewiesen.

Die Abb. 14 (Hangabwind) hat eine ganz andere Form. Hier herrscht bis zur Höhe von etwa 70 bis 80 m senkrecht über dem Hang eine Bodeninversion und erst darüber geht die Temperaturverteilung ziemlich rasch in die normale Abnahme von $0,6/100$ m über. Diese theoretische Temperaturverteilung wurde durch die Beobachtungen qualitativ bestätigt.

Bei diesem Vergleich mit den Beobachtungen ist sowohl bei der Wind- als auch bei der Temperaturverteilung zu beachten, daß in der Theorie stets mit einem in der ganzen Schichte konstanten Reibungs- und Wärmeaustauschkoeffizienten gearbeitet wurde. In Wirklichkeit dürfte diese Annahme nur in roher Weise den Verhältnissen in der Natur gerecht werden. Der Einfluß einer mit der Höhe veränderlichen Größe dieses Koeffizienten hat vielleicht weniger Einfluß auf die äußere Form der

Wind- und Temperaturverteilung in vertikaler Richtung über dem Hang als vielmehr auf die Mächtigkeit der Schichte, in der die Wind- und Temperaturstörung sich auswirkt. Ohne Zweifel gibt die PRANDTLsche Theorie in erster Annäherung einen recht brauchbaren Einblick in den ganzen Mechanismus, welcher zwischen Wärmestörung und Windstörung bei Hangwinden vorhanden ist.

V. Erweiterte Theorie der Hangwindströmung mit tagesperiodischem Ablauf und Diskussion derselben.

Ich habe mir nun die Frage vorgelegt, ob die hier gegebene PRANDTLsche Theorie nicht auch für den nichtstationären Fall anwendbar wäre und welche Änderungen damit verbunden sind. In diesem Fall ist $\frac{\partial w}{\partial t}$ und $\frac{\partial \vartheta}{\partial t}$ nicht mehr 0 zu setzen und wir erhalten entsprechend den Gl. (2) und (6) die Gleichungen

$$\frac{\partial w}{\partial t} = g \beta \cdot \sin \alpha \cdot \vartheta + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial n^2} \quad (17)$$

und

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = -B \cdot \sin \alpha \cdot w + a \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial n^2}.$$

Bezeichnen wir $g \beta \cdot \sin \alpha = A_1$ und $B \sin \alpha = A_2$, so wird

$$\frac{\partial w}{\partial t} - A_1 \vartheta - \nu \frac{\partial^2 w}{\partial n^2} = 0, \quad (18)$$

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} + A_2 w - a \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial n^2} = 0.$$

ϑ und w sind nun nicht mehr allein abhängig von n zu setzen, sondern abhängig von der Zeit t , und zwar mit einer Periode $\sigma = 24$ Stunden, also der Tagesperiode, da die Störung ϑ eine solche Tagesperiode aufweist.

Zweckmäßigerweise setzt man demnach

$$\vartheta = E e^{(i-1) \cdot k n + i \sigma t}, \quad (19)$$

$$w = -i D e^{(i-1) \cdot k n + i \sigma t}.$$

an, so daß

$$\vartheta = -\frac{E}{i D} \cdot w \text{ und } w = -\frac{i D}{E} \cdot \vartheta \text{ ist.}$$

D und E sind freie Konstanten.

Mit diesen Ansatzausdrücken gehen die Differentialgleichungen (18) in

$$i \sigma + \frac{A_1 E}{i D} + 2 i k^2 \cdot \nu = 0, \quad (20)$$

$$i \sigma - \frac{i A_2 D}{E} + 2 i k^2 \cdot a = 0$$

über und mit $\frac{E}{D} = x$ wird aus ihnen das Gleichungspaar

$$\begin{aligned}\sigma - A_1 \cdot x + 2k^2 \cdot \nu &= 0, \\ \sigma - \frac{A_2}{x} + 2k^2 \cdot a &= 0.\end{aligned}\quad (21)$$

Dies sind zwei Gleichungen, die zur Bestimmung von k und x ausreichen. Bevor wir eine solche Bestimmung vornehmen, wollen wir einige Zwischenfragen klären.

a) Für den Fall $\sigma = 0$ müssen sich die PRANDTLschen Lösungen für w und ϑ des stationären Zustandes ergeben.

Für $\sigma = 0$ wird aus der Gl. (21)

$$\begin{aligned}\frac{A_1}{A_2} \cdot x^2 &= \frac{\nu}{a} \text{ und daraus } x = \sqrt{\frac{B\nu}{ag\beta}} = \frac{E}{D} \text{ und} \\ k^2 &= \frac{A_1 \cdot x}{2\nu} \text{ und daraus } k = \sqrt{\frac{g\beta B \sin^2 \alpha}{4\nu a}} = \frac{1}{l}.\end{aligned}$$

Aus den Formeln (19) wird mit $\sigma = 0$ und $D \cdot \sqrt{\frac{B\nu}{ag\beta}} = E = \text{PRANDTLschen}$ Konstante C und $k = \frac{1}{l}$.

$$\vartheta = C e^{\frac{in}{l}} \cdot e^{-\frac{n}{l}} = C e^{-\frac{n}{l}} \cdot \cos \frac{n}{l}. \quad (22)$$

$$w = -iC \cdot \sqrt{\frac{ag\beta}{B\nu}} \cdot e^{\frac{in}{l}} \cdot e^{-\frac{n}{l}} = C \cdot \sqrt{\frac{ag\beta}{B\nu}} \cdot e^{-\frac{n}{l}} \cdot \sin \frac{n}{l}.$$

Bei Berücksichtigung nur der reellen Teile von $e^{\frac{in}{l}}$ ergeben sich also erwartungsgemäß die PRANDTLschen Lösungen für w und ϑ .

b) Es interessiert nun, wie weit man eine Abweichung von der PRANDTLschen Lösung erhält, wenn man die Größe $\frac{\nu}{a} = 1$ annimmt, was, wie wir wissen, nicht streng der Fall ist (siehe [33], S. 366).

Für $\nu = a$ wird aus den Gl. (21)

$$x = \sqrt{\frac{A_2}{A_1}} = \sqrt{\frac{B}{g\beta}}, \quad (23)$$

welcher Ausdruck demjenigen für $\sigma = 0$ mit $\nu = a$ identisch ist.

Dagegen wird

$$k^2 = \frac{A_1 A_2 - \sigma}{2\nu} = \sqrt{\frac{g\beta B \sin^2 \alpha}{4\nu^2}} - \frac{\sigma}{2\nu} = \frac{1}{l^2} - \frac{\sigma}{2\nu}$$

oder

$$k = \frac{1}{l} \cdot \sqrt{1 - \frac{\sigma l^2}{2\nu}}. \quad (24)$$

Dieser Ausdruck für k unterscheidet sich von demjenigen Wert k für $\sigma = 0$ um die Größe $\frac{\sigma l^2}{2\nu}$ unter dem Wurzelzeichen.

Mit den Werten

$$\sigma = \frac{2\pi}{24 \text{ Stunden}} = \frac{2\pi}{86400 \text{ sec}}; \quad l = 34,37 \text{ m}; \quad \nu = \frac{A_2}{\varrho} = \frac{37,77}{1,293 \times 10^{-3}}$$

ergibt sich die Größe $\frac{\sigma l^2}{2\nu}$ zu 0,014704 und damit wird

$$k = \frac{1}{l} \cdot \sqrt{1 - 0,014704}, \quad (25)$$

was mit großer Annäherung gleich $\frac{1}{l}$ ist, d. h., es ist auch der Wert k für $\nu = a$ mit großer Genauigkeit jenem Wert k , welcher sich bei $\sigma = 0$ ergibt, gleichzusetzen.

Man kann demnach feststellen, daß die Wahl von $\nu = a$ oder $\frac{\nu}{a} = 1$ gegenüber $\frac{\nu}{a} \neq 1$ oder $\frac{\nu}{a} \sim 0,7$ keine beachtenswerte Rolle für die Lösungen spielt. Ein Resultat, welches immerhin einiges Interesse verdient.

c) Wir haben nun noch die Werte x und k für den Fall $\nu \neq a$ zu behandeln und den Vergleich mit den Werten x und k bei $\sigma = 0$ anzustellen.

Aus (21) ergibt sich mit $\nu \neq a$ zur Bestimmung der Größe x die quadratische Gleichung

$$x^2 - \frac{\sigma}{A_1} \left(1 - \frac{\nu}{a}\right) x - \frac{A_2}{A_1} \cdot \frac{\nu}{a} = 0$$

oder

$$x = + \frac{\sigma}{2A_1} \left(1 - \frac{\nu}{a}\right) \pm \sqrt{\frac{\sigma^2}{4A_1^2} \left(1 - \frac{\nu}{a}\right)^2 + \frac{A_2}{A_1} \cdot \frac{\nu}{a}}. \quad (26)$$

Bei Berechnung der Größe von $\frac{\sigma}{2A_1} \left(1 - \frac{\nu}{a}\right)$ ergibt sich $4,44 \times 10^{-6}$, also ein außerordentlich kleiner Wert. Das quadratische Glied unter dem Wurzelzeichen kann daher gegen die Größe $\frac{A_2}{A_1} \cdot \frac{\nu}{a}$ unbedingt vernachlässigt werden und es ergibt sich

$$\sqrt{\frac{A_2}{A_1} \cdot \frac{\nu}{a}} = 2,871 \times 10^{-3}.$$

Dieses letztere Glied gibt also bei weitem den Hauptausschlag bei der Berechnung von x , und wir können mit größter Annäherung setzen

$$x = \sqrt{\frac{A_2}{A_1} \cdot \frac{\nu}{a}} = \sqrt{\frac{B\nu}{g\beta a}}. \quad (27)$$

Somit besteht auch für den Fall $\nu \neq a$ kein wesentlicher Unterschied des Wertes x gegenüber dem stationären Fall PRANDTL'S ($\sigma = 0$).

Für k erhält man aus (21) bei $\nu \neq a$ die Bestimmungsgleichung

$$k^2 = \frac{\sqrt{\frac{A_2}{A_1} \cdot \frac{\nu}{a}}}{2\nu} - \frac{\sigma}{2\nu} = \sqrt{\frac{g\beta B \sin^2 \alpha}{4\nu a}} - \frac{\sigma}{2\nu} = \frac{1}{l^2} - \frac{\sigma}{2\nu}$$

oder

$$k = \frac{1}{l} \cdot \sqrt{1 - \frac{\sigma l^2}{2v}} \approx \frac{1}{l}. \quad (28)$$

Wir haben bereits gezeigt, daß dieser Wert für k mit größter Näherung gleich $\frac{1}{l}$ zu setzen ist und es ist daher im Falle $v \neq a$ der Wert von k gleich jenem Wert von k für $\sigma = 0$. Damit haben wir aber bewiesen, daß mit größter Annäherung unsere Lösungen für die potentielle Temperaturstörung ϑ und die Geschwindigkeit w bei allen Annahmen für v und a in bezug auf $k = \frac{1}{l}$ und $x = \frac{E}{D} = \sqrt{\frac{Bv}{ag\beta}}$, auch im Falle $\sigma \neq 0$ (tagesperiodische Änderung der Hangwinde) genau so wie im PRANDTLschen stationärem Fall $\sigma = 0$ gesetzt werden dürfen.

Die Lösungen lauten daher vollständig

$$\begin{aligned} \vartheta &= C \cdot e^{\frac{in}{l}} \cdot e^{-\frac{n}{l}} \cdot e^{i\sigma t}, \\ w &= -iC \cdot \sqrt{\frac{ag\beta}{vB}} \cdot e^{\frac{in}{l}} \cdot e^{-\frac{n}{l}} \cdot e^{i\sigma t} \end{aligned} \quad (29)$$

und deren reelle Teile allein

$$\begin{aligned} \vartheta &= C \cdot e^{-\frac{n}{l}} \cdot \cos \frac{n}{l} \cdot \cos \sigma t = \underline{\vartheta_{\text{stat}} \cdot \cos \sigma t}, \\ w &= C \cdot \sqrt{\frac{ag\beta}{vB}} \cdot e^{-\frac{n}{l}} \cdot \sin \frac{n}{l} \cdot \cos \sigma t = \underline{w_{\text{stat}} \cdot \cos \sigma t}. \end{aligned} \quad (30)$$

Die Gl. (30) zeigen, daß sich mit der Vorgabe nicht stationärer Verhältnisse unter Annahme einer mit der Tagesperiode ablaufenden Hangwindzirkulation an der PRANDTLschen Hangwindtheorie in bezug auf seine Lösungen für die potentielle Temperaturstörung ϑ und die hangparallele Geschwindigkeit w an und für sich nichts Entscheidendes ändert und sich die Lösungen für ϑ und w nur mit dem periodischen Faktor $\cos \sigma t$ multiplizieren. Auch die Modifikation von v und a läßt in bezug auf die Rechnung stets mit großer Genauigkeit zu, daß man die Konstanten E , D , x , k durch die PRANDTLschen Konstanten C und l in den Lösungen ersetzen kann.

Dieses an und für sich einfache Resultat für die wesentlich kompliziertere Annahme eines periodischen Ablaufens der Hangwinde gegenüber einer Annahme des stationären Zustandes besitzt sicher einiges Interesse und ist bemerkenswert.

VI. Vergleich der PRANDTLschen Darstellung mit A. DEFANTS Arbeit über den Abfluß kalter Luftmassen auf geneigtem Boden.

Ich komme nun auf die Arbeit meines Vaters über den Abfluß schwerer Luftmassen auf geneigtem Boden und seine theoretischen Betrachtungen

über die Stabilitätsverhältnisse solch stationär abfließender Luftströme zu sprechen. Eine zweifach geschichtete Atmosphäre der endlichen Höhe H sei über geneigtem Boden aufgebaut. In der unteren Luftschicht sei eine konstante potentielle Temperatur ϑ , in der oberen ϑ_1 vorhanden. Die Höhe der Grenzfläche zwischen diesen verschiedenen aufgebauten Schichten sei mit η bezeichnet.

Unter der Annahme, daß die Höhe H der oberen Begrenzung der Oberschicht gegenüber der Höhe η der Unterschicht so groß sei, daß die obere Begrenzung stets als horizontal gedacht werden kann, wird

$$-\frac{1}{\varrho} \frac{\partial p}{\partial x} = -g \cos \alpha \frac{\vartheta_1 - \vartheta}{\vartheta_1} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial x} - g \frac{\vartheta}{\vartheta_1} \cdot \sin \alpha, \quad (31)$$

wenn man mit x die Richtung in der Hangfläche positiv nach abwärts bezeichnet, die der früher gebrauchten Koordinate $-s$ identisch ist.

Mit Gl. (31) und den für ein Hangkoordinatensystem (x hangparallel, z hangvertikal) gültigen Bewegungsgleichungen ergibt sich für die Gradientenkraft in der x -Richtung

$$\frac{dw}{dt} = g \cos \alpha \frac{\vartheta_1 - \vartheta}{\vartheta_1} \left[\operatorname{tg} \alpha - \frac{\partial \eta}{\partial x} \right]. \quad (32)$$

Diese Gleichung ist nun von größtem Interesse, da sie unter Vergleich der Größen innerhalb des Klammersausdruckes eine Abschätzung des Einflusses gestattet, einerseits des Bodengefalles ($\operatorname{tg} \alpha$) anderseits des Druckgefalles längs der Bodenneigung, dargestellt durch die Veränderung der Höhe η der Grenzfläche in der x -Richtung $\left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right)$. Ist die Grenzfläche parallel der Bodenneigung, so wirkt nur die Schwere allein, da $\frac{\partial \eta}{\partial x} = 0$ ist. Ist $\frac{\partial \eta}{\partial x}$ positiv oder negativ, so erfolgt eine Abschwächung bzw. Verstärkung der Schwerewirkung. Der Vergleich der Größenordnung von $\operatorname{tg} \alpha$ und $\frac{\partial \eta}{\partial x}$ bringt das Resultat, daß beide Glieder gleiche Größe besitzen können und es nicht angeht, eines gegenüber dem anderen zu vernachlässigen. Nimmt man als Reibungskraft den TAYLORschen Ansatz für die ganze Luftsäule über der Flächeneinheit des Bodens in der Form $\mu \cdot w^2$ an (μ für nicht zu rauen Boden = 0,002), so ergibt sich für eine stationäre Luftströmung längs des Hanges mit der Annahme $\eta = Z = \text{const.}$, $w = W = \text{const.}$, eine Gleichung für die hangparallele Geschwindigkeit W in der Form

$$W = \left(\frac{gZ}{\mu} \cdot \frac{\vartheta_1 - \vartheta}{\vartheta_1} \cdot \sin \alpha \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (33)$$

Der Unterschied des PRANDTLschen Ergebnisses gegenüber diesem Ergebnis von A. DEFANT besteht nun darin, daß L. PRANDTL eine Gleichung für die stationäre Luftströmung parallel zum Hang gewinnt, die gestattet, ein vertikales Geschwindigkeitsprofil zu entwerfen, während obiger Ausdruck (33) lediglich ein *mittleres* Maß für die Geschwindigkeit längs des Hanges in der ganzen unteren Schicht gibt.

Die theoretischen Grundlagen beider Arbeiten sind wohl die gleichen, jedoch gibt PRANDTL eine geschichtete Atmosphäre vor, deren Schichtung am Hang durch die Wärmeübertragung von der erwärmten Hangfläche her gestört wird, während A. DEFANT mit einer zweigeschichteten Atmosphäre arbeitet, in der der vorgegebene Unterschied der potentiellen Temperatur in den zwei Schichten die eine Bewegungsursache für die untere Schicht gibt. Das Vorhandensein der Grenzfläche zwischen der unteren und oberen Schicht gibt aber hier die Möglichkeit, auch noch ein Druckgefälle längs dieses Hanges in Rechnung zu stellen, eine Möglichkeit, die die PRANDTLsche Darstellung nicht besitzt; dadurch ist es möglich, eine Abschätzung zwischen einem solchen von oben kommenden Druckgefälle und der Wirkung der Schwere auf die Luftbewegung in der Unterschicht vorzunehmen.

Es bietet sich im Anschluß daran auch die weitere Möglichkeit, die Stabilität einer solchen Luftströmung näher zu untersuchen und A. DEFANT ermittelt in Übereinstimmung mit H. JEFFREYS das Einsetzen instabiler Verhältnisse im abfließenden Luftstrom, wenn das Bodengefälle größer als das Vierfache des Reibungskoeffizienten wird ($\tan \alpha \geq 4 \mu$).

Ein Vergleich, der durch die beiden Theorien gegebenen Geschwindigkeiten läßt sich nicht leicht durchführen, da die Grundlagen der Theorien doch so stark voneinander abweichen. Insbesondere wird in der Arbeit von A. DEFANT für die Reibung der TAYLORSche Reibungsansatz (Schubspannung $\tau = \mu \cdot \rho \cdot w^2$) für die ganze untere Schicht genommen, wobei die Reibungskonstante μ je nach der Unterlage recht verschiedene Werte annehmen kann. Will man obigen Ausdruck (33) für W zur Berechnung der hangparallelen stationären Geschwindigkeit benutzen, dann muß man erstens über die Schichtdicke Z , zweitens über den Temperaturunterschied der beiden Schichten $\vartheta_1 - \vartheta$ und drittens über die Größe des Reibungskoeffizienten eine Annahme machen. Man kann auch so vorgehen, daß man für die *mittlere* Geschwindigkeit der ganzen Unterschicht einen Mittelwert des Geschwindigkeitsprofils der PRANDTLschen Lösung (siehe Abb. 9 und 10) sowie einen Mittelwert der Temperaturstörung bis zur selben Höhe wählt und daraus nach der Beziehung (33) den Wert von μ berechnet. Solche Berechnungen habe ich mit größter Genauigkeit durchgeführt und sie zeigen alle, daß sie zu Werten von μ führen, die größenordnungsmäßig bei Werten von 0,05 bis 0,10 liegen. Dies deutet darauf hin, daß die Turbulenz dieser Strömung recht groß sein muß, was ja an sich verständlich ist, wenn man bedenkt, daß im Aufbau der zwei Schichten ein ausgesprochen instabiler Zustand vorliegt, wenn die potentielle Temperatur ϑ_1 der Oberschicht größer ist als ϑ der Unterschicht. Weiter muß man beachten, daß die Rauigkeitsverhältnisse der Hänge, an denen die Beobachtungen ausgeführt wurden, recht beträchtlich sind, da sie einerseits mit Hochwald bewachsen sind, andererseits durch Rinnen und Furchen keine gleichmäßige Hangfläche bilden.

Daß übrigens für den *turbulenten Fall* die Annahme der Schubspannung τ an dem rauhen Hang in der Form $\tau = \mu \rho w_1^2$ zu denselben

Geschwindigkeitswerten führt, wie die frühere Annahme in der PRANDTL'schen Lösung hat L. PRANDTL selbst gezeigt (siehe [33], S. 375).

Der Wärmeartrieb der ganzen erwärmten Schicht von der Dicke l muß annähernd der Schubspannung τ gleichgesetzt werden. Das ergibt ($w_1 =$ maximale Geschwindigkeit)

$$\mu \varrho w_1^2 \sim g \varrho \sin \alpha \cdot \beta \cdot C \cdot l. \quad (34)$$

Nun ist $\tau = A_\tau \cdot \frac{\partial w}{\partial n} \sim A_\tau \cdot \frac{w_1}{l} = \mu \varrho w_1^2$, so daß $A_\tau \sim \varrho \cdot w_1 \cdot l \cdot \mu$ ist.

Weiter ist nach Gl. (6), wenn man $a = \frac{A_q}{\varrho}$ setzt,

$$w_1 \cdot B \sin \alpha \sim \frac{A_q}{\varrho} \cdot \frac{C}{l^2}.$$

Die letzten beiden Beziehungen führen zur Beziehung

$$l \sim \frac{A_q}{A_\tau} \cdot \frac{C}{B \sin \alpha} \cdot \mu. \quad (35)$$

Die Gl. (34) führt dann mit diesem Ausdruck zu

$$w_1 \sim C \cdot \sqrt{\frac{A_q}{A_\tau} \cdot \frac{g \beta}{B}}. \quad (36)$$

Diese Beziehung ist aber inhaltlich identisch mit der Gl. (10), wenn man in (10) die Größe $\frac{a}{\nu}$ durch das Verhältnis der Austauschwerte $\frac{A_q}{A_\tau}$ ersetzt.¹

Auch der turbulente Fall führt zu keinen anderen Geschwindigkeiten als der laminare Fall.

VII. Bemerkungen zur Theorie der Berg- und Talwinde.

L. PRANDTL hat im Anschluß an seine Theorie der Hangwinde die Bemerkung angefügt, daß durch die Strömungen an den Berghängen (Hangwinde), aufwärts bei Erwärmung, abwärts bei Abkühlung, in der Talsohle und an den Kämmen „Senken“ bzw. „Quellen“ für die freie Strömung entstehen, die sich in den Strömungen längs des Tales auswirken müssen. Ist z. B., wie er sich ausdrückt, ein langes Tal zwischen hohen Bergen von stabil geschichteter Luft erfüllt, so kann Ersatz für die in den Senken am Fuß der erwärmten Hänge weggeführte Luft nur dadurch entstehen, daß vom Talausgang her Luft taleinwärts strömt, die sich wegen der Schichtung nur horizontal bewegen kann.

Diese Erklärung der Berg- und Talwinde durch L. PRANDTL kann nur Gültigkeit haben, wenn die längs der Hänge aufsteigenden Luftmassen völlig oder zum größten Teil abtransportiert werden und nicht mehr ins Tal zurückkehren. Nach den Beobachtungen und der Theorie von A. WAGNER ist dies nicht zu allen Tageszeiten der Fall. Im Gegenteil

¹ In der PRANDTL'schen Ableitung steht unter dem Wurzelzeichen an Stelle von $\frac{A_q}{A_\tau}$ der Reibungskoeffizient μ (in der PRANDTL'schen Schreibweise ζ), was auf einen Rechenfehler zurückgeht.

ist zur Erzeugung des Druckgefälles Ebene—Tal zur Erwärmungszeit unbedingt eine geschlossene Hangwindzirkulation (siehe Abb. 2) erforderlich, denn nur durch eine solche wird die kalte Luftsäule vom Morgen an im Laufe des Vormittags bis Mittags von erwärmter Hangwindluft ersetzt bzw. verdrängt, so daß bei gleichem Druck in der Kammhöhe eine kältere Luftmasse über der Ebene einer wärmeren über der Talsohle gegenübersteht. Dies ergibt ein Druckgefälle Ebene—Tal. Die Annahme von „Senken“ und „Quellen“ wird also nur einem Teil dieser Erscheinung gerecht. Bei der Entstehung des Bergwindes verhält es sich etwas anders, weil die von den Hängen abfließende Luft über dem Tal nicht leicht aufsteigen kann und entlang der Talsohle zur Ebene hin abfließen wird.

Die beobachteten bzw. berechneten Hangwindprofile geben die Möglichkeit abzuschätzen, in welcher Zeit bei *geschlossener* Hangwindzirkulation die aufsteigende Hangluft imstande ist, die Luftmassen über der Talsohle zu ersetzen. Die Erwärmung am Hang erfolgt nach der Beziehung (8) bis zur Höhe von $n = \frac{\pi}{2} \cdot l$. Berechnen wir aus der Beziehung (10) für w die mittlere Aufwindgeschwindigkeit dieser Schicht, dann erhält man durch einfache Integration vom Hangboden bis zur Höhe $\frac{\pi}{2} \cdot l$ die Beziehung

$$W_m = \frac{C}{\pi} \cdot \sqrt{\frac{g \beta a^-}{B \nu}} \cdot \left[1 - e^{-\frac{\pi}{2}} \right]. \quad (37)$$

Wählt man für $C = 1182$ cm/sec (siehe S. 437), so ergibt sich für diese mittlere Aufwindgeschwindigkeit $W_m = 2,98$ m/sec.

Bei einer Schichtdicke von $\frac{\pi}{2} \cdot l = 54,05$ m (siehe S. 439) und der Breite 1 m erhält man als Transport durch diesen Querschnitt pro Sekunde 161 m^3 bzw. pro Stunde $5,8 \times 10^5 \text{ m}^3$. Diese am Hang erwärmte Luftmasse tritt in dieser Zeit in Kammhöhe bzw. in den Schichten darunter in die Luftsäule über der Talsohle ein. Nehmen wir diese Luftsäule, dem Inntal entsprechend, zu etwa 1750 m hoch, ihre Basisfläche der halben Breite der Talsohle entsprechend zu $1\frac{1}{2} \text{ km} \times 1 \text{ m} = 1500 \text{ m}^2$ an, so ergibt sich ein Volumen von rund $2,6 \cdot 10^6 \text{ m}^3$.

Dieses Volumen über der halben Talsohle dividiert durch die obige Transportmenge ergibt

$$\frac{\text{Volumen}}{\text{Transport}} = \frac{2,6 \times 10^6 \text{ m}^3}{5,8 \times 10^5 \text{ m}^3/\text{Std}} = 4,5 \text{ Stunden}. \quad (38)$$

Das heißt, in etwa $4\frac{1}{2}$ Stunden wird die Luftmasse über der Talsohle bei geschlossener Zirkulation von warmer Hangluft ersetzt.

Nimmt man den Beginn der Erwärmung zu etwa $8\frac{1}{2}$ Uhr vormittags an, dann würde der größte Druckgegensatz zwischen Ebene und Tal um etwa 13 Uhr eintreten und zu dieser Zeit die Hauptphase der Entwicklung des Talaufwindes einsetzen. Da vom Talausgang bis z. B. Innsbruck die Luftmassen sich erst in Bewegung setzen müssen, wird die größte

Entfaltung des Talaufwindes in Innsbruck etwa zwischen 15 und 16 Uhr erfolgen, was mit den Beobachtungen (siehe [4], Abb. 1) übereinstimmt. Diese rohe Schätzung gilt nur unter der Voraussetzung, daß die Hangwindzirkulation geschlossen ist. Wenn in den oberen Teilen des Tales ein Teil der Hangaufwindluft weggeführt wird, so dauert der Prozeß entsprechend länger. Man erkennt aber aus dieser Berechnung immerhin, daß die Rückkehr der Hangaufwinde zurück zur Talmitte einen Umstand darstellt, der für die Theorie der Berg- und Talwinde von großer Bedeutung ist.

Eine Theorie der Hangwinde würde eigentlich erst vollständig sein, wenn auch der absteigende Ast in der Talmitte Berücksichtigung finden würde. Zu den früheren Gleichungen käme zur Erfassung der in sich geschlossenen Zirkulation noch die Kontinuitäts-gleichung und man würde zu einem ähnlichen Problem kommen, wie es bei der Wärme-konvektion über einer ebenen Platte (siehe [33], S. 371) auftritt.

Im Unterschiede hierzu müßte diese ebene Platte durch gegeneinander geneigte Flächen, entsprechend Berg und Tal, ersetzt werden, wodurch die Größe der Konvektionszelle festgelegt sein würde. Die theoretische Durchführung einer solchen Berechnung aber dürfte auf mathematische Schwierigkeiten stoßen.

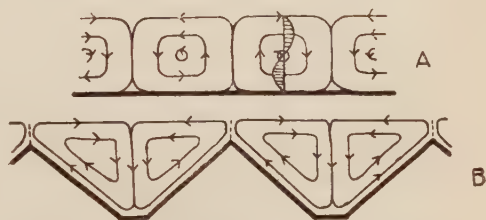


Abb. 15. A. Wärmekonvektionszellen über einer erwärmten horizontalen Platte. B. Hangwind-Konvektionszellen über gebirgigem Gelände (schematisch).

Literaturverzeichnis.

1. H. TOLLNER: Berg- und Talwinde in Österreich. Jb. Zentr.-Anst. f. Meteorol. u. Geod. Wien, Beiheft zu Jg. 1928, 91.
2. R. WENGER: Zur Theorie der Berg- und Talwinde. Meteorol. Z. 1923, 193.
3. H. TOLLNER: Gletscherwinde in den Ostalpen. Meteorol. Z. 1931, 414.
4. E. EKHART: Zur Aerologie des Berg- und Talwindes. Beitr. Physik. fr. Atm. 18, 1 (1932).
5. E. EKHART: Weitere Beiträge zum Problem des Berg- und Talwindes. Beitr. Physik. fr. Atm. 18, 242 (1932).
6. E. VAN EVERDINGEN: Zur Theorie der Berg- und Talwinde. Beitr. Physik fr. Atm. 19, 109 (1932).
7. A. WAGNER: Hangwind — Ausgleichsströmung — Berg- und Talwinde. Meteorol. Z. 1932, 209.
8. A. WAGNER: Der tägliche Luftdruck und Temperaturgang in der freien Atmosphäre und in Gebirgstälern. Gerlands Beitr. Geophysik 37, 315 (1932).
9. A. WAGNER: Neue Theorie des Berg- und Talwindes. Meteorol. Z. 1932, 331.
10. C. BRAAK: Der Malojawind. Meteorol. Z. 1933, 231.
11. A. ROSCHKOTT, F. STEINHAUSER u. F. LAUSCHER: Winduntersuchungen im Sonnblickgebiet. 42. Jb. Sonnblickverein 1933, 15.

12. A. JELINEK: Untersuchung periodischer Tageswinde in Südtirol. Beitr. Physik fr. Atm. **21**, 223 (1934).
13. E. EKHART: Neuere Untersuchungen zur Aerologie der Talwinde: Die periodischen Tageswinde in einem Quertale der Alpen. Beitr. Physik fr. Atm. **21**, 245 (1934).
14. F. LAUSCHER und O. ECKEL: Pilotbeobachtungen im Gailtal (Kärnten). Meteorol. Z. **1934**, 201.
15. W. SCHWABL: Zur Kenntnis der Beeinflussung der Allgemeinströmung durch ein Gebirgstal. Meteorol. Z. **1934**, 342.
16. E. EKHART: Über einige Gletscherwindmessungen in den Ötztaler Alpen. Z. Gletscherkunde **22**, 217 (1935).
17. E. MOLL: Aerologische Untersuchungen periodischer Gebirgswinde in V-förmigen Alpentälern. Beitr. Physik fr. Atm. **22**, 177 (1935).
18. T. ZUCHRISTIAN: Ergebnisse der Windregistrierungen auf einer Kammstation (Hafelekar 2265 m). Meteorol. Z. **1935**, 177.
19. A. RIEDEL: Zur Aerologie der periodischen Gebirgswinde an einem Südhange. Ergebnisse von Doppelvisierungen im Innsbrucker Nordkettengebiet. Dissert. Innsbruck (1935).
20. F. BONDY: Über Beziehungen zwischen periodischen Talwinden und verschiedenen meteorologischen Faktoren. Dissert. Innsbruck (1935).
21. E. SCHALLER: Aerologische Untersuchung des periodischen Talwindsystems von Trient. Dissert. Innsbruck (1936).
22. E. EKHART: Die Windverhältnisse über einer inneralpinen Station. Beitr. Physik fr. Atm. **23**, 165 (1936).
23. E. EKHART: Die Windverhältnisse des Arlbergs. I. Teil: Bodenbeobachtungen. Gerlands Beitr. Geophysik **48**, 313 (1936).
24. E. EKHART: Die Windverhältnisse des Arlbergs. II. Teil: Aerologische Beobachtungen. Gerlands Beitr. Geophysik **49**, 7 (1936).
25. A. BURGER und E. EKHART: Über die tägliche Zirkulation der Atmosphäre im Bereiche der Alpen. Gerlands Beitr. Geophysik **49**, 341 (1937).
26. A. JELINEK: Beiträge zur Mechanik der periodischen Hangwinde. Beitr. Physik fr. Atm. **24**, 60 (1937).
27. A. JELINEK: Über den thermischen Aufbau der periodischen Hangwinde. Beitr. Physik fr. Atm. **24**, 85 (1937).
28. A. JELINEK und A. RIEDEL: Über die Schichtdicke der periodischen Lokalwinde im Inntal. Beitr. Physik fr. Atm. **24**, 205 (1937).
29. E. EKHART: Die tägliche Zirkulation der Atmosphäre im Bereiche der Alpen. Forsch. u. Fortschr. **1937**, 210.
30. E. EKHART: Die Tageszeitenwinde der Alpen, eine Darstellung nach dem neuesten Stande unseres Wissens. Naturwiss. **1938**, 21.
31. A. WAGNER: Theorie und Beobachtung der periodischen Gebirgswinde. Gerlands Beitr. Geophysik **52**, 408 (1938).
32. A. DEFANT: Der Abfluß schwerer Luftmassen auf geneigtem Boden nebst einigen Bemerkungen zu der Theorie stationärer Luftströme. Sitz.-Ber. Preuß. Akad. Wiss. Phys.-Math.-Klasse XVIII **1933**, 3.
33. L. PRANDTL: Strömungslehre. Verlag Vieweg & Sohn, Braunschweig 1942.
34. H. LETTAU: Atmosphärische Turbulenz. Akad. Verlagsgesellschaft m. b. H. Leipzig 1939.
35. H. KOSCHMIEDER: Dynamische Meteorologie. Akad. Verlagsgesellschaft m. b. H. Leipzig 1933.
36. F. M. EXNER: Dynamische Meteorologie. 2. Aufl. Verlag Julius Springer Wien 1925.

Buchbesprechungen.

Journal Scientifique de la Météorologie. Publication de la Société Météorologique de France. Jährlich 4 Hefte.

Das weitverbreitete Bedürfnis, für eine Vermehrung der Publikationsmöglichkeiten zu sorgen, hat den Anstoß zur Gründung dieser von der französischen meteorologischen Gesellschaft durch ihren Generalsekretär A. VIAUT herausgegebenen wissenschaftlichen Zeitschrift gegeben. Wohl besitzt Frankreich seit 1925 in der umfangreichen und gut ausgestatteten Zeitschrift „La Météorologie“ ein verbreitetes Publikationsorgan; da diese jedoch nicht nur von Fachleuten, sondern von viel weiteren am Wettergeschehen interessierten Kreisen gelesen wird, stellen sich der Publikation schwerer verständlicher oder nur an engere Spezialistenkreise sich richtender Arbeiten gewisse Schranken entgegen. Diese Lücke auszufüllen, ist die Aufgabe des neuen Journal Scientifique de la Météorologie. Das im März 1949 erschienene erste Heft der Zeitschrift bringt auf 31 Seiten vier Aufsätze in französischer Sprache und mit kurzen Zusammenfassungen in französischer, englischer und spanischer Sprache, nämlich von M. NICOLET über Grundprobleme der Strahlungsforschung, von Mme. E. VASSY über den Temperatureffekt bei den Chappuis-Banden des Ozons, von M. KIVELIOVITCH über die Vertikalkomponente des Windes und von R. EYRAUD über die Bedeutung der Vertikalströmungen für die Aviatik.

W. MÖRKOFER, Davos.

Tellus. A quarterly journal of geophysics. Svenska Geofysiska Föreningen. Editor: C.-G. ROSSBY. Jährlich 4 Hefte.

Das gleiche Bedürfnis, Ersatz für mehrere durch den Krieg zugrunde gegangene Fachzeitschriften für Geophysik und Meteorologie zu schaffen und gleichzeitig, entsprechend der lebhaften Entwicklung dieser Fachgebiete in neuerer Zeit, auch weitere Publikationsmöglichkeiten zur Verfügung zu stellen, das den Anstoß zur Grundung unseres „Archivs“ gegeben hat, hat auch die schwedischen Kollegen veranlaßt, eine neue Zeitschrift „Tellus“ ins Leben zu rufen. Diese Vierteljahresschrift wird von der Schwedischen Geophysikalischen Gesellschaft herausgegeben und von C.-G. ROSSBY unter Mithilfe von C. C. WALLÉN im Namen eines größeren, aus zahlreichen angesehenen Fachleuten der verschiedenen Spezialgebiete der Geophysik bestehenden Redaktionskomitees redigiert. Die Zeitschrift wird sowohl größere und kleinere Originalarbeiten wie auch Übersichtsreferate, Diskussionen und Buchbesprechungen bringen. Neben den Arbeiten aus Schweden und anderen skandinavischen Ländern wird sie, im Sinne einer wissenschaftlichen Zusammenarbeit, soweit möglich, auch geophysikalische Manuskripte aus anderen Ländern annehmen; aus derselben Überlegung werden nur Arbeiten in deutscher, englischer und französischer Sprache publiziert — es ist wohl

ein Zeichen der heutigen Entwicklung, daß im ersten Heft alle Arbeiten englisch sind.

Dieses erste, im Februar 1949 ausgegebene Heft umfaßt 64 Seiten und gibt einen schönen Querschnitt durch die Vielseitigkeit der schwedischen geophysikalischen Forschung. Es wird eröffnet mit einem kurzen Bericht von H. PETTERSSON über die Geochronologie der Tiefsee; über Ionosphärenforschung in Schweden berichten O. RYDBECK und D. STRANZ. E. PALMÉN und A. NYBERG steuern zwei aerologische Untersuchungen bei. T. BERGERON behandelt den theoretischen Aspekt des Problems der künstlichen Niederschlagsauslösung und C.-G. ROSSBY diskutiert das Problem der Breitenabhängigkeit der Dispersion von Druckwellen in einer barotropen Atmosphäre. Zwei kürzere Berichte von H. W. AHLMANN über die in Vorbereitung befindliche norwegisch-schwedisch-britische Antarktisexpedition 1949—1952 und von A. ÅNGSTRÖM über die meteorologische Forschungstätigkeit Schwedens von 1939—1948 beschließen das Heft, das einen vielversprechenden Start der neuen Zeitschrift darstellt.

W. MÜRIKOFER, Davos.

Einführung in die Großwetterkunde. Von F. BAUR. Mit 40 Abb., 165 S. Wiesbaden: Dieterichsche Verlagsbuchhandlung. 1948.

Das Buch ist als wesentlich erweiterte und vor allem um die *Ergebnisse* der Großwetterforschung des letzten Jahrzehnts vermehrte dritte Auflage des 1942 erschienenen Büchleins „Einführung in die Großwetterforschung“ anzusehen.

Im ersten Teil werden Beispiele für die Abhängigkeit verschiedener Witterungstypen von der gleichzeitigen Druckverteilung und von der vorhergehenden Druckverteilung wiedergegeben. Durch neue Korrelationsberechnungen wird die Art dieser Zusammenhänge charakterisiert. Nach einer Darlegung der Bedeutung der stratosphärischen Druckverteilung wird in einem neuen Abschnitt eine Typeneinteilung der aus der Druckverteilung im 5000 m-Niveau abgeleiteten Großwetterlagen Europas gegeben. Dabei werden drei Hauptgruppen unterschieden: zentralhoch-gesteuerte, zentraltief-gesteuerte und liniengesteuerte Großwetterlagen, letztere mit Unterteilung in Winkelagen und Troglagen. Nach der geographischen Lage der stationären Hoch- und Tiefdruckgebiete und der auf Mitteleuropa bezogenen Steuerungsrichtung werden diese drei Hauptgruppen in 25 Großwettertypen, die für großzügige Betrachtung in 6 Gruppen zusammengefaßt werden können, unterteilt. Die mittlere Dauer der einzelnen Großwetterlagen beträgt in Europa $5\frac{1}{2}$ Tage. Der Zusammenhang der Großwetterlage mit den Temperatur- und Niederschlagsverhältnissen in Mitteleuropa wird durch Korrelationskoeffizienten gekennzeichnet. Eine Tabelle gibt die Häufigkeit der V b-Zyklonen im Jahresgang (42% im Frühling) und ihre Zuordnung zu den verschiedenen Großwetterlagen wieder.

Im zweiten Abschnitt werden der Wärmehaushalt und der allgemeine Kreislauf der Luft im allgemeinen und im besonderen hinsichtlich ihrer Bedeutung für die Entwicklung der Großwetterlagen behandelt. Besonders hinzuweisen ist auf einen Vorschlag für die Festlegung von Typen von Großwetterlagen von außereuropäischen Räumen, wofür eine Unterteilung der Erde in 10 Großgebiete zugrundegelegt wird, und auf die aus diesen Großwetterlagen und der jeweiligen Abweichung des thermischen Äquators abzuleitende Charakterisierung der täglichen Weltwetterlage und der Weltgroßwetterlagen.

Als irdische Einflüsse auf das Großwetter werden die Bedeutung der Vulkanausbrüche, der Meeresströmungen, der Eisverhältnisse der Polar-

gebiete und der Achsenschwankungen der Erde unter teilweiser Ergänzung durch neue Untersuchungen des Verfassers kritisch gewürdigt.

Ein neu eingeschobener Abschnitt über periodische Anteile an Großwetter gibt zunächst einen Überblick über den Jahresgang der monatlichen Häufigkeiten der einzelnen Großwetterlagen und für die wichtigsten Großwetterlagen auch die aus vieljährigen Beobachtungen festgestellten, auf jeden einzelnen Kalendertag entfallenden Häufigkeiten („Singularitäten“ der Großwetterlagen), die einen Einblick in den normalen Jahresablauf des Witterungsgeschehens geben. Nach einer kritischen Bewertung der Art und Möglichkeit periodischer Luftdruckwellen kommt der Verfasser zu dem Schluß, daß Perioden im strengen Sinne des Wortes im Luftdruckgang eigentlich nicht vorhanden sind, sondern nur Rhythmen, die zeitlich begrenzt auftreten und sowohl in ihrer Amplitude wie auch in ihrer Länge veränderlich sind. Die für die Prognose entscheidende Aufgabe der Vorausbestimmung des Erlöschens eines einmal erkannten Rhythmus läßt sich nicht durch mathematische Periodenanalysen allein, sondern nur unter Berücksichtigung der Erkenntnisse der Großwetterforschung und einer langjährigen Erfahrung lösen. Versuche der Verwertung von Symmetriepunkten im Luftdruckgang für Voraussagen führten zu keinen befriedigenden Ergebnissen. Von mehrjährigen Rhythmen im Luftdruck bzw. in Temperatur und Niederschlag führt der Verfasser quasiperiodische Schwankungen von 2-, 2,3- bis $3\frac{1}{2}$ - und $7\frac{1}{2}$ -jähriger Dauer an, die als mehrjährige Eigenschwingungen des allgemeinen Luftkreislaufes gedeutet werden. Ein 5- bis $5\frac{1}{2}$ -jähriger Rhythmus in der Temperatur von Mitteleuropa und in den Niederschlägen in den atlantischen Randgebieten wird als durch eine Doppelschwankung der Ausstrahlung der Sonne innerhalb eines Sonnenfleckensrhythmus erzwungene Schwingung gedeutet.

Interessante neue Beiträge liefert der Verfasser zum Problem der kosmischen Einflüsse auf das Wetter. Während neue statistische Untersuchungen ergaben, daß damit Einflüsse des Mondes oder der Planetenstellungen auf das Wetter nicht nachgewiesen werden konnten, scheint den Schwankungen der Solarkonstante große Bedeutung für den Luftkreislauf auf der Erde und damit für die Großwetterforschung zuzukommen. Zur Frage der Erklärung der in tropischen Gebieten festgestellten Sonnenfleckeneinflüsse auf Niederschlag und Temperatur weist der Verfasser auf die Möglichkeit hin, daß die in letzter Zeit entdeckte ultrakurze Wellenstrahlung der Sonne im Wellenlängenbereich von 1 cm bis 15 m, deren Intensität mit der Sonnenfleckenzahl wächst, auf kolloidale Vorgänge und damit auf die Kondensation Einfluß haben könnte und damit für die größeren Niederschlagsmengen und für die niedrigeren Temperaturen zur Zeit der Sonnenfleckensmaxima verantwortlich gemacht werden kann. Während in gemäßigten Breiten keine so deutliche Schwankung der Witterungselemente im Sonnenfleckensrhythmus festgestellt werden kann, zeigt sich aber zum Beispiel in Mitteleuropa in der Neigung zum Eintritt strenger Winter und trockener Hochsommer und auch sonst in der gemäßigten Zone eine Doppelschwankung des Großwetters innerhalb eines Sonnenfleckenszyklus in dem Sinne, daß die planetarische Zirkulation $11\frac{1}{2}$ bis $21\frac{1}{2}$ Jahre vor den Fleckenextremen, die monsunale Zirkulation aber während der Fleckenextreme gesteigert erscheint. Die gleiche Doppelschwankung im Sonnenfleckenszyklus läßt sich auch in der Differenz zwischen Sonnenflecken und Fackeln feststellen, was wieder auf Schwankungen von mindestens einzelnen Teilen der Sonnenstrahlung im gleichen Rhythmus hinweist, die auf entsprechende Veränderungen des Großwetters Einfluß haben. Wenn auch sicherlich zur Bekräftigung dieser Ansichten noch weitere Untersuchungen

notwendig sind, so muß es doch als sehr beachtenswert angesehen werden, daß hier zum erstenmal eine konkrete Vorstellung über die Möglichkeiten der Erklärung von Sonnenfleckeneinflüsse auf das Großwetter entwickelt wurde.

Als Ziel und als Ergebnisse der Großwetterforschung werden die entwickelten Methoden der langfristigen Witterungsvorhersage kurz dargestellt. Für die mittelfristigen Voraussagen bis 5 Tage, die eine Verknüpfung von Synoptik, Statistik und Rhythmik darstellen, kommen folgende Verfahren in Anwendung: Die Synoptik, die Großwettersynoptik, die Methode der „ähnlichen Fälle“, die Rhythmen-Typen-Korrelation unter Verwendung von umfangreichen Mehrfach-Korrelationstabellen, die Punkt-Rhythmen-Analyse, die Rhythmen-Feld-Analyse und die synthetische Methode der Voraussage der Luftdruckverteilung. Unter Berücksichtigung der Hauptzüge im Großwetter der vorangegangenen 10 Tage wird die Mittelfristvorhersage auf eine Zehntage-Vorhersage erweitert. Als Methoden zur Monats- und Jahreszeitenvorhersage werden Beziehungsgleichungen für die mathematische Erwartung des gesuchten Elementes aus Abweichungen vom Normalwert in der vorangegangenen Zeit an verschiedenen Orten, Mehrfach-Korrelationstabellen, die besseren Einblick in die Wahrscheinlichkeit der Voraussage geben können, und die Beachtung des Eintretens oder Ausbleibens von Wettermerkpunkten des Jahres mit Beispielen angeführt. Eine erfolgreiche langfristige Wettervorhersage für Monate oder Jahreszeiten erwartet sich der Verfasser aber erst, wenn die Schwankungen der verschiedenen Strahlungsvorgänge der Sonne laufend und exakt beobachtet werden können und ihre Beziehungen zu den Witterungsschwankungen genauer erforscht sind.

Sehr wertvoll ist der Anhang, in dem der Verfasser auf Grund seiner reichen Erfahrung auf dem Gebiete der angewandten Statistik die Bedeutung der Statistik für die Großwetterforschung erläutert und mit Hilfe einer Erweiterung der Lexisschen Dispersionstheorie auf Beobachtungsreihen mit Erhaltungseigenschaft einen Beweis der Existenz des Großwetters gibt, in dem gezeigt wird, daß die grundlegenden Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der wetterbildenden Elemente nicht in jedem Jahr gleich sind, sondern daß es übergeordnete gestaltende Einflüsse gibt. Sehr willkommen ist auch die Wiedergabe von Tabellen der Abweichungen der Monats-, Jahreszeiten- und Jahresmittel der Temperatur von Mitteleuropa seit 1761 und der Abweichungen der Monats- und Jahressummen der Niederschlagsmengen Mitteleuropas seit 1844.

Die bisherigen Erfolge und Ergebnisse der Großwetterforschung berechtigen den Verfasser nun schon von einer *Großwetterkunde* zu sprechen, die einen neuen Zweig der Meteorologie darstellt, dem vor allem die wichtige Aufgabe zukommt, reale Grundlagen für eine erfolgversprechende Langfristvorhersage zu schaffen, der aber meiner Meinung nach auch für die dynamische oder synoptische Klimatologie wesentliche Fortschritte bringen wird. Es muß jedenfalls zweifellos anerkannt werden, daß die bisherigen wertvollen Ergebnisse der Großwetterforschung zum größten Teil der Initiative und der zielbewußten Arbeit FRANZ BAURS zu verdanken sind. F. STEINHAUSER.

Handbuch der Gletscherkunde und Glazialgeologie. Von R. v. KLEBELSBERG. I. Band: Allgemeiner Teil. Mit 55 Textabb., XII, 403 S. — II. Band: Historisch-regionaler Teil. Mit 38 Textabb. und 1 Ausschlagtafel, VII, S. 404—1028. — Wien: Springer-Verlag. 1949. S 442.—, geb. S 460.—; sfr. 192.—, geb. sfr. 200.—; \$ 44.70, geb. \$ 46.50.

Die Gletscherkunde ist ein Zweig der Wissenschaft, der besonders auch den Geophysiker und Meteorologen interessieren muß. Das vorliegende Hand-

buch ist wohl die umfangreichste Darstellung auf diesem Gebiet, die je erschienen ist. Dem Autor, der heute einer der erfahrensten Glaziologen ist, kommt besonders auch seine große Literaturkenntnis zustatten, die ihm als langjährigem Herausgeber der Zeitschrift für Gletscherkunde in reichem Ausmaß zur Verfügung steht. Man mußte daher dem angekündigten Erscheinen dieses Standardwerkes mit größtem Interesse entgegensehen. Der Verfasser behandelt darin die *Gletscherkunde*, die in erster Linie den Gletschern von heute, und die *Glazialgeologie*, die vorwiegend den Gletschern der Vergangenheit gilt, und betont, daß erst die Verbindung beider dem gerecht zu werden vermag, was die Gletscher für die Erde sind und bedeuten.

Nach einer Übersicht über die Geschichte der Gletscherkunde und Glazialgeologie mit reichhaltigem Literaturverzeichnis (23 Seiten) werden im ersten Band die *allgemeinen Grundlagen und Ergebnisse* der Gletscherkunde (223 S.) und der Glazialgeologie (153 S.) behandelt.

In dem Abschnitt, der der Gletscherkunde gewidmet ist, werden zunächst zur Darstellung der Bedingungen der Gletscherbildung die Lage der Schneegrenzen und die Methoden ihrer Bestimmung in verschiedenen Gebieten der Erde, die Formen und physikalischen Eigenschaften von Schnee, Firn und Gletschereis und die Staubablagerungen auf den Gletschern kurz besprochen. Ausführlich und unter Beigabe instruktiver Abbildungen behandelt der Verfasser das Gletschergefüge nach Schichtung, Blätterung und Scherung, Art und Ursache der Gletscherbewegungen und Ergebnisse von Geschwindigkeitsbeobachtungen, die Formen und die Entwicklung der Gletscherspalten, die Formen der Gletscheroberfläche im Nähr- und Zehrgebiet, die Hohlraumbildungen an der Unterseite und im Innern der Gletscher, die Wirkungen der Gletscher auf ihren Untergrund, die Zusammensetzung der Gletscher aus Seitengletschern, die verschiedenen Arten von Gletscherkatastrophen und ihre Auswirkungen, das Kalben der Gletscher und das Schicksal der Eisberge, die Entwicklung und zeitliche Änderungen der Gletscherbäche und schließlich auch die wirtschaftliche Bedeutung der Gletscher. Die Typisierung der Gletscher wird nach Maßgabe ihres Auftretens und ihrer Formverhältnisse vorgenommen. Bei Unterscheidung zwischen Land- und Meergletscher werden die Landgletscher unterteilt in *Deckgletscher*, wozu das Inlandeis, Eiskappen, Inseleis, Firn- und Eisschilder, Plateaugletscher und Hochlandeis gehören, *Gebirgsgletscher* mit einer Unterteilung in Firn- und Gletscherflecken, Kargletscher, Fußgletscher, Hanggletscher, Kegelberggletscher, Talgletscher, Vorlandgletscher, Eisstromnetz und Schneewehen- oder Windgletscher und schließlich *Landgletscher, die im Meer oder in Seen endigen*. Das Ausmaß der Gletscher wird in tabellarischen Zusammenstellungen der Flächen und Längen der größten Gletscher und einiger Ergebnisse seismischer Tiefenmessungen gezeigt. Für den Meteorologen sind die Abschnitte über Abschmelzung und Verdunstung und über die Gletscherschwankungen von besonderem Interesse.

Wenn man den im vorliegenden Werk wiedergegebenen heutigen Stand der Ergebnisse der Gletscherforschung überblickt, bekommt man den Eindruck, daß man sagen kann, daß die Gletscherkunde im wesentlichen zwei Gesichtspunkte der Forschungsmethoden und der Betrachtungsweise verlangt, die in ihrer bisherigen Entwicklung ungleich weit fortgeschritten sind: die *morphologisch-geographisch-geologische Gletscherkunde*, die sich mit der Beschreibung und Erklärung der verschiedenen Formen von Gletschern, mit dem Einfluß des Geländes auf die Gletscherentwicklung einerseits und mit dem Einfluß der Gletscher auf die Geländegestaltung andererseits sowie mit

dem Nachweis der zeitlichen Änderungen der Gletscher beschäftigen soll, und die *physikalisch-klimatische Gletscherkunde*, deren Aufgabe in der Ergründung physikalischer Prozesse oder Gesetzmäßigkeiten liegt, die der Gletscherbewegung sowie der Bildung, Erhaltung oder Änderung der Gletscher zugrundeliegen und vor allem auch in den klimatischen Einflüssen auf die Gletscher und auf ihre Änderungen zum Ausdruck kommen.

Das Werk KLEBELSBERGS zeigt, daß die ersterwähnte Forschungsrichtung schon sehr weit fortgeschritten ist und eine Klärung der meisten Probleme ihres Bereiches gebracht hat. Den Ergebnissen dieser Richtung ist auch der weitaus größte Teil des Handbuches gewidmet. Der Verfasser gibt dazu zu einzelnen Problemen auch vielfach verschiedenartige Auffassungen und frühere Vorstellungen mit einer entsprechenden kritischen Stellungnahme dazu wieder. Schlechter steht es mit den Ergebnissen der physikalisch-klimatischen Richtung der Gletscherkunde. Wenn auch dieser Teil, der Einstellung des Verfassers als Geologe und Morphologe entsprechend, in dem Buch weniger umfassend behandelt ist, gewinnt man doch den Eindruck, daß gerade auf diesem Gebiete noch zahlreiche Probleme der Lösung harren und weitere genauere Untersuchungen notwendig sind. Um wirklich gesicherte Ergebnisse zu bringen, muß die physikalisch-klimatische Gletscherkunde mehr *quantitativ* arbeiten, wozu weitere experimentelle Untersuchungen und Messungen, wie auch physikalisch-mathematische Entwicklungen notwendig sein werden, die nur zum Teil bereits vorliegen, bzw. erprobt wurden.

Im zweiten Teil des ersten Bandes werden sehr ausführlich und mit einer bisher im Schrifttum noch nicht vorhandenen Vollständigkeit die verschiedenen Formen der glazialen Ablagerungen (unmittelbare Ablagerungen des Gletschereises in Moränen und der Gletschergewässer im Gletscherverband, mittelbare glazifluviale, glazilimnische, glazimarine und glaziöolische Ablagerungen, Strukturböden) die Formen der glazialen Erosion, sonstige glaziale und glazial beeinflusste Bildungen wie glaziale Wasserläufe, Bergstürze und Seen, glaziale Krustenbewegungen und glaziale Meeresspiegelschwankungen behandelt, die vorwiegend für den Geologen, zum Großteil aber auch für den Geophysiker von Interesse sind und diesem in dem Handbuch zugleich mit einer kritischen Würdigung verschiedener Auffassungen nun bequem zugänglich gemacht wurden.

Im zweiten Band wird zunächst eine Übersicht über die rezente Vergletscherung und eine Gliederung der Eiszeiten in den verschiedenen Teilen der Erde gegeben. Dabei empfiehlt der Verfasser Vorsicht gegenüber der Strahlungskurve als Ursache für die Eiszeiten und läßt die Schwankungen der Strahlungskurve nur als zusätzlichen Faktor gelten, der als Zeitskala für die Unterteilung der Eiszeiten brauchbar ist, während aber die Disposition zur Vergletscherung auf andere übergeordnete Ursachen zurückgeführt werden muß.

Die klimatischen Verhältnisse und im besonderen die Temperaturen zur Eiszeit werden geologisch, ausgehend von der Feststellung der Schneegrenzen, von Frostbodenerscheinungen, von der heutigen Untertemperatur vereister Gebiete und von der Untersuchung von Tageswarven oder biologisch aus den gegenwärtigen Temperaturen nach dem Vorkommen gleicher Tier- und Pflanzenarten erschlossen. Für die Vergletscherung ist vor allem eine Erniedrigung der Sommertemperaturen, die durch die Vergletscherung selbst dann weiter verstärkt wird, und besonders in kalten Gebieten eine verstärkte Niederschlagstätigkeit ausschlaggebend. Die Ergebnisse der Erforschung der Temperatur-, der Niederschlags- und der Windverhältnisse in den Glazial-

und Interglazialzeiten und ihre Bedeutung werden in guter Zusammenfassung dargestellt. Die Ergebnisse der paläontologischen Charakteristik werden vom Verfasser als wenig befriedigend bezeichnet. Die bedeutenden Unterschiede im Größenverhältnis zwischen heutiger und ehemaliger Vergletscherung in verschiedenen Gebieten der Erde mahnen gegenüber der Annahme, daß die große Ausdehnung der eiszeitlichen Vergletscherung nur auf eine die ganze Erde gleichmäßig erfassende Klimaänderung zurückzuführen ist, zur Vorsicht.

Den größten Teil des zweiten Bandes (382 Seiten) füllt die ausführliche Darstellung der rezenten und pleistozänen Vergletscherung der verschiedenen Teilgebiete der ganzen Erde sowie ihrer zeitlichen Änderungen. Auf weiteren 58 Seiten ist alles zusammengestellt, was heute über vorquartäre Vergletscherungen bekannt ist.

Für den Geophysiker hat der letzte Abschnitt besonderes Interesse, in dem sich der Verfasser mit den verschiedenen von geophysikalischer oder astronomischer Seite gemachten Annahmen über Ursachen der Vergletscherungen kritisch auseinandersetzt. Er betont, daß von einem brauchbaren Erklärungsversuch grundsätzlich berücksichtigt werden muß, daß die verschiedenen Vergletscherungsepochen immer nur einen relativ kurzen geologischen Zeitraum umfaßten, in zeitlichen Abständen von der Größenordnung von 1 bis 100 Millionen Jahren folgten und in räumlicher Beziehung jeweils so verschiedene Gebiete betrafen, daß Änderungen der Lage zum geographischen Koordinatensystem für sich allein keine ausreichende Erklärung bieten können. Die zeitlich und räumlich verschiedensten Vergletscherungen sind abseits der Polargebiete nicht durchaus an größere Höhen gebunden gewesen und die Schwankungen der rezenten Gletscher und der pleistozänen Vergletscherungen haben jeweils gleichzeitig die ganze Erde betroffen. Unter Berücksichtigung dieser Beobachtungsergebnisse erhebt der Verfasser Einwände gegen die Annahme der Änderungen der Schiefe der Ekliptik und eines Wechsels der Exzentrizität der Erdbahn als Ursachen der Vergletscherungen, gegen die Zuverlässigkeit der soweit zurückreichenden Extrapolation der aus den Änderungen der Erdbahnelemente abgeleiteten Schwankungen der solaren Einstrahlung (MILANKOVICH, SPITALER), gegen SIMPSONs aus Strahlungsschwankungen abgeleitete Eiszeittheorie und gegen die Annahme einer Temperaturerniedrigung auf der Erde durch kosmische Nebel (NÖLKE). Von den vorgeschlagenen tellurischen Ursachen der Vergletscherungen lehnt der Verfasser die Polverschiebungen vollkommen ab, während WEGENERS Theorie der Kontinentalverschiebung wohl Erklärungsmöglichkeiten für jungpaläozoische Vergletscherungsepochen geben könnte, aber als ihrem Wesen nach gleichsinnig fortschreitender Vorgang die periodischen Wiederholungen der Vergletscherungen auch nicht erklären kann und vor allem auf subkambrische und eozoische Vergletscherungen nicht anwendbar ist. Auch regionale Klimaänderungen durch Änderungen von Meeresströmungen bezeichnet der Verfasser als unwahrscheinliche Ursachen der Vergletscherungen, da für solche Änderungen konkrete geologische Anhaltspunkte fehlen. Aus dem gleichen Grunde sind auch andere Annahmen über Veränderungen der Meeresbedeckung und der Verteilung von Wasser und Land als Ursachen der Vergletscherungen nicht wahrscheinlich. Von geologischem Standpunkt gewinnen die Gebirgsbildungsbewegungen, deren zeitliche Beziehung zu den Vergletscherungsepochen zufriedenstellend ist, während die räumlichen Beziehungen zu wünschen übrig lassen, als fakultative Ursachen an Wahrscheinlichkeit, wobei aber wegen Schwierigkeiten im unmittelbaren Zu-

sammenhang zwischen Gebirgsbildung und Vergletscherung auch mehr an mittelbare Beziehungen zu denken ist, etwa in Richtung von Temperaturänderungen im Gefolge von Gebirgsbewegungen.

Ein Sach- und Namensregister von seltener Ausführlichkeit (100 Seiten) ermöglicht es, trotz des großen Umfanges des Handbuches über irgendein Problem der Gletscherkunde oder über irgendeinen Gletscher der Erde rasch eine gewünschte Information zu finden. Der Verlag verdient dafür besonderen Dank, daß er es unternommen hat, unter den heutigen schwierigen Verhältnissen dieses Standardwerk in so vorzüglicher Ausstattung herauszubringen.

F. STEINHAUSER, Wien.

Grundprobleme der Physik des Gewitters. Von H. WICHMANN. („Physikalische Forschung“, herausgegeben von PASCUAL JORDAN, Heft 1.) Mit 63 Abb., 118 S. Wolfenbüttel und Hannover: Wolfenbütteler Verlagsanstalt. 1948. DM 8,—.

Mit dem vorliegenden Werk beginnt unter Herausgabe von PASCUAL JORDAN eine neue Reihe physikalischer Forschungsberichte. Herausgeber und Verlag stellen sich die Aufgabe, hier Autoren zu Worte kommen zu lassen, deren Arbeit den Zeitschriftenrahmen überschreitet; es sollen geschlossene Darstellungen eines Teilgebietes zum Erscheinen gebracht werden, an dessen jüngster Entwicklung der Verfasser mitgearbeitet hat.

H. WICHMANN gibt in erster Linie auf Grund eigener vor und während des Krieges erschienener oder noch unveröffentlichter Arbeiten einen zusammenhängenden Überblick über die meteorologischen, mikrophysikalischen und elektrischen Fragen des Gewitters und der Blitzentladung.

Verfasser macht den Aufwind zum Kern- und Ausgangspunkt seiner Betrachtungen. Thermodynamisch-energetisch gibt dieser ein anschauliches Maß für den Labilisierungsgrad der Atmosphäre und kann zum prognostischen Hilfsmittel werden, wenn es gelingt, ihn in eindeutige Beziehung zur Quellwolkenentwicklung zu setzen. Aerodynamisch ist die Stärke des Aufwindes von entscheidender Bedeutung für die Elektrifizierung in den vertikal bewegten Luftmassen. Nach einer kritischen Betrachtung zur bekannten Scherhagschen Statistik der Gewitterwahrscheinlichkeit nach Bodenbeobachtungen, die trotz Aufgliederung WICHMANNs in einen Wärmegewitter und einen Frontgewitteranteil über die auslösenden Ursachen der Gewitterbildung keine befriedigende Auskunft geben kann, und zu den aerologischen Begriffen der Feuchtlabilität und Auslösetemperatur versucht er in Anwendung der Raethjenschen Aufwindberechnung aus den aerologischen Daten nach den Erfahrungen des Rhön-Segelflug-Wettbewerbes 1938 in diesem Aufwind ein universelleres Maß für die Gewitterwahrscheinlichkeit zu gewinnen. Da die Ergebnisse wohl qualitativ befriedigen, aber quantitativ nicht zur Festlegung eines zur Gewitterbildung erforderlichen Mindestaufwindes hinreichen, müssen die Ursachen der Elektrizitätsbildung mit herangezogen werden.

Hier schließt sich der Verfasser den kolloidmeteorologischen Vorstellungen der Gewitter-Elektrisierung von W. FINDEISEN an, die er seiner Vorstellung vom Aufwindeschlot als Kernstück der Gewitterwolke entsprechend anpaßt. Die räumliche Separierung der entstehenden Ladungsträger verschiedenen Vorzeichens erfolgt danach nicht in der Schlotströmung, sondern im divergierenden oder absinkenden Luftstrom außerhalb des Schlotes. Maßgeblich für die Gewitterbildung ist somit eine Schlotströmung, die in der Lage ist,

die entstehenden Graupel- und Hagelkörner bis in die Höhe der divergierenden Schlotströmung zu tragen und dort seitlich „auszublasen“. Je nach Lage der 0° -Grenze und der Stärke der Schlotströmung unterscheidet der Verfasser drei Typen von Quellwolken:

1. Die unelektrische Quellwolke („Schönwetter-Cumulus“), bei der der Aufwind nicht wesentlich über die 0° -Grenze hinüberführt; 2. die elektrisch inaktive Quellwolke („Schauerwolke“), in der der Aufwindstrom an der 0° -Grenze unter 8 bis 10 m/sec bleibt, bzw. bei Überschreitung dieses Wertes an der -10° -Isotherme bereits 0 ist; 3. die elektrisch aktive Quellwolke („Gewitterwolke“), für die eine Mindestgeschwindigkeit des Aufwindes von 8 bis 10 m/sec im 0° -Niveau und merkliche Überschreitung der -10° -Isotherme mit dort 15 bis 17 m/sec sowie eine Mindestmächtigkeit der Wolke von 2500 bis 3000 m erforderlich sind.

Bezüglich des Ladungsaufbaues, den er, wie gesagt, im Findeisenschen Sinne vornimmt, sieht er den ersten Typ als praktisch ungeladen, den zweiten als bipolar (mit oberem positivem Ladungsgebiet) und den dritten als tripolar (positiv-negativ-positiv) an. Die Einzelheiten können (ebenso wie im Findeisen-Schema) allerdings nicht ganz überzeugen.

Im zweiten Teil beschäftigt sich H. WICHMANN mit der Entstehung und dem Mechanismus der Blitzentladungen. Nach den Kewer Aufstiegsergebnissen sind die zur Blitzauslösung erforderlichen hohen Feldstärken weder innerhalb der Wolken noch zwischen diesen und dem Boden als Regel vorhanden, sondern nur sporadisch und kurzzeitig innerhalb der Wolken auftretende Begleiterscheinungen. Dieser Befund läßt blitzauslösende Feldstärken nur an den Stellen erwarten, an denen starke, engbegrenzte und rasch entstehende Raumladungen verschiedenen Vorzeichens aneinandergrenzen. Im Sinne FINDEISENS wird dies mit der Ladungsbildung beim Phasenübergang flüssig-fest des atmosphärischen Wassers in Verbindung gebracht und angenommen, daß vor allem das Grenzgebiet zwischen der unteren, der Vergraupelung zugeschriebenen positiven Raumladung und der darüber anschließenden negativen bevorzugt Blitzentstehungsort ist. Die Blitzentwicklung erfolgt im Toeplerschen Sinne entsprechend der des elektrodenlosen Gleitfunktens, für dessen Weiterwachsen im Gewittergewölk nach oben und unten dank der Felderhöhung an seinen Enden das normale Wolkenfeld von zirka 100 Volt/m ausreicht. Der Wolkenblitz ist also der Primärvorgang der Blitzbildung, der Erdblitz ein Sonderfall, der eine für den Gleitprozeß ausreichende Feldstärke zwischen Wolke und Boden voraussetzt. Der Verfasser bespricht dann die Bildungsmechanismen des Blitzkanals nach G. C. SIMPSON, B. WALTER und B. F. J. SCHONLAND mit ihren beim reinen Wolken- und beim kombinierten Wolken-Erdblitz typischen Teilphasen, denen er zum Teil andere Deutung gibt: Die ruckstufenartige Vorentladung kann als optische Täuschung der photographischen Platte angesehen werden, wenn man sie als eine in ihrer Helligkeit stark schwankende stetige Strömung auffaßt, die nur in ihren hellsten Zeiten noch zur Abbildung kommt.

Die allgemeine Annahme, daß die Wolke bzw. ein Teil derselben durch den Blitz entladen wird und die daran anschließende Schonlandsche Deutung der Partialentladungen werden fallen gelassen: Durch die elektrodenlos bzw. zwischen räumlichen Elektroden entstehenden Blitzkanäle als solche bilden sich Ladungstrennungen, die die entgegengesetzten Raumladungen in den Wolken zunächst lediglich kompensieren und nach außen hin neutralisieren. Die Ursachen der Teilentladungsausbildung bleiben ungeklärt. Aus der Größe und Dauer von Blitzfeldschwankungen ergeben sich gewisse Rückschlüsse auf die

wechselnden Ladungsverhältnisse innerhalb der Gewitterwolken. So lassen sich z. B. aus Blitzgruppierungen das gleichzeitige Vorhandensein mehrerer Aktivitätszentren oder aus der systematischen zeitlichen Änderung der Entladungseigenschaften die zeitlichen Veränderungen eines solchen Zentrums ableiten.

Im dritten und letzten Teil geht Verfasser kurz auf die Stellung des Gewitters im Rahmen des luftelektrischen Gesamtgeschehens ein. Im Gegensatz zu der heute mehr dahingehenden Auffassung, daß der Hauptträger des atmosphärisch-elektrischen Kreisprozesses der im Gewittergenerator erzeugte und aufrechterhaltene Dauerstrom positiver (negativer) Ladung nach oben (unten) ist, legt er noch im Sinne von A. WIGAND das Schwergewicht auf den Stromtransport in den Blitzen, obwohl durch diesen nach eigenen und nach F. J. W. WHIPPLES Abschätzungen nur rund ein Drittel des erforderlichen Stromes gedeckt werden kann. Eine aus gelegentlichen Seilstrommessungen in Rückseitenkaltluft erschlossene Hypothese großregionaler Verschiedenheiten des luftelektrischen Potentialgefälles im Zusammenhang mit der Lage der Weltgewittergebiete erscheint gewagt und widerspricht dem bisher bekannten weltzeitlichen Verhalten dieses Elementes (Breitenabhängigkeit). Eine kurze Besprechung der Störungen der drahtlosen Telegraphie („atmospherics“) beschließt die Abhandlung.

Das Ganze bietet einen guten Überblick über das vielseitige Erscheinungsbereich des Gewitters und die umfangreichen Arbeiten des Verfassers zur Analyse der Blitzfeldschwankungen. Wenn der Mangel nicht berücksichtigter neuerer Literatur erwähnt werden muß, so mag dies zum Teil eine Folge der kriegsbedingten Unterbrechung des internationalen wissenschaftlichen Austausches und wohl auch der verzögerten Drucklegung der Nachkriegszeit sein.

H. ISRAËL, Buchau a.F.

Meteorologie und Physik der Atmosphäre. („Naturforschung und Medizin in Deutschland 1939—1946“, Band 19.) Unter Mitarbeit von 14 Fachkollegen herausgegeben von R. MÜGGE. 306 S. Wiesbaden: Dieterichsche Verlagsbuchhandlung. 1948.

In normalen Zeiten war man gewöhnt, auf allen Gebieten der Naturwissenschaften durch Referatenblätter in kurzen Inhaltsangaben über die Gesamtheit der auf einem Fachgebiet erschienenen Veröffentlichungen innerhalb nützlicher Frist informiert zu werden, wobei im Prinzip alle Ursprungsländer berücksichtigt wurden, in praxi allerdings aus den fernen Ländern nur die leichter zugänglichen Arbeiten. Im deutschen Sprachgebiet wurde diese Aufgabe auf den Gebieten der Meteorologie und Geophysik in erster Linie von den „Geophysikalischen Berichten“, einem Teildruck der „Physikalischen Berichte“, und dem „Zentralblatt für Geophysik, Meteorologie und Geodäsie“ übernommen.

Während des Weltkrieges ist die Internationalität der Referate notgedrungen verloren gegangen, und im Laufe des Jahres 1944 waren die genannten wertvollen Referatenblätter gezwungen, ihr Erscheinen einzustellen. Die gegenseitige Kenntnisnahme über das, was in diesen Fachgebieten in Deutschland und in den übrigen Ländern geleistet wurde, wurde dadurch weitgehend verunmöglicht. Ein Teil dieser Lücken ist nun neuerdings dadurch ausgefüllt worden, daß durch die Zusammenarbeit von amerikanischen und deutschen Fachleuten in der „Fiat-Review of German Science 1939—1946“ (Fiat — Field Information Agency Technical) ein zusammenfassender Bericht über die Forschungsergebnisse Deutschlands während der Jahre 1939—1946 ausgearbeitet worden ist. Besonders wertvoll ist es, daß diese ursprünglich englisch herausgegebene Berichterstattung nun auch in deutscher Sprache unter

dem Titel „Naturforschung und Medizin in Deutschland 1939—1946“ bei der Dieterichschen Verlagsbuchhandlung in Wiesbaden erscheint. Das Gesamtwerk umfaßt in 88 Bänden von je 150 bis 300 Seiten etwa 1000 einzelne Kapitel, die von 900 Fachwissenschaftlern bearbeitet sind.

Von diesem Sammelwerk ist nun Band 19 „Meteorologie und Physik der Atmosphäre“ erschienen. Er ist von R. MÜGGE unter Mitarbeit von 14 namhaften deutschen Fachkollegen herausgegeben, die an der deutschen Forschung im letzten Jahrzehnt an maßgebender Stelle beteiligt waren. Das Werk umfaßt 8 Kapitel mit folgenden Titeln und Bearbeitern: Klimatologie: K. KNOCH, E. KULBRODT, H. FLOHN, W. KREUTZ, K. BÜTTNER; Strahlungsvorgänge: F. MÖLLER, R. MEYER; Thermodynamik und Physik der Wolken: F. MÖLLER; Dynamik der Atmosphäre: H. LETTAU; Wetter und Wettervorhersage: R. SCHERHAG, H. SEILKOPF, H. FLOHN; Meteorologie der hohen Atmosphäre: R. PENNDORF, D. STRANZ; Meteorologische Instrumente: H. G. MÜLLER; Chemie der Atmosphäre: H. CAUER.

Das geographische Einzugsgebiet der Darstellung beschränkt sich im wesentlichen auf deutsche Forscher und deutsche Zeitschriften; von einzelnen Herausgebern sind jedoch gelegentlich auch außerdeutsche Arbeiten zur Vervollständigung herangezogen. Diese schön abgerundete Darstellung der deutschen Forschungen nach Spezialgebieten läßt den Leser bedauernd feststellen, daß es ähnliche übersichtliche Zusammenfassungen für die Forschungstätigkeit anderer Länder während der Kriegsjahre nicht gibt. Aus der Not, daß die Berichterstattung über die einzelnen Publikationen hier mit großer Verspätung erscheint und bedeutend knapper ist, als man früher gewohnt war, wird in diesen Berichten die Tugend gemacht, einen zusammenfassenden einheitlichen Überblick über 8 Jahre zu bieten. Es kann kein Zweifel bestehen, daß durch diese Schriftenreihe ein wertvolles Hilfsmittel für die fachliche Orientierung und damit auch für die wissenschaftliche Weiterentwicklung geschaffen worden ist. W. MÖRIKOFER, Davos.

Beitrag zu den theoretischen Grundlagen des Lawinenverbaus. Von E. BUCHER. (Beiträge zur Geologie der Schweiz — Geotechnische Serie — Hydrologie, Liefg. 6.) Mit 67 Textabb., 120 S. Bern: Kommissionsverlag Kümmerly & Frey. 1948.

E. BUCHER berichtet in dieser Arbeit über einen Ausschnitt aus den Untersuchungen des Eidg. Instituts für Schnee- und Lawinenforschung auf dem Weißfluhjoch ob Davos.

Im I. Kapitel bietet der Verfasser einen Überblick über die Resultate der zehnjährigen Gemeinschaftsarbeit mehrerer Forscher und diskutiert die technische Stoffanalyse der Substanz Schnee. Dabei zeigt sich, daß Schnee in der Nähe des Gefrierpunkts und im Ruhezustand sich ähnlich verhält wie eine zähe, kompressible Flüssigkeit, während bei schlagartigen Krafteinwirkungen, wie sie mit Lawinenabbruch oder mit künstlicher Loslösung von Lawinen verbunden ist, auch noch elastoplastische Verformungen zu erwarten sind. Besonderes Interesse finden die Probleme, die durch die Plastizität des Schnees hervorgerufen werden, die allmähliche Deformation der Schneedecke in Funktion von Stoffaufbau, Belastung, Temperatur und Strahlung; es ergibt sich dabei, daß die Schneedecke sich um so stärker verändert, ihre Festigkeit um so mehr abnimmt, je näher ihre Temperatur beim Gefrierpunkt liegt.

Im II. Kapitel behandelt BUCHER Statik und Dynamik der Schneedecke; neben ihrem Ruhe- und ihrem Bewegungszustand spielen die Spannungs-

kräfte und die Deformationsvorgänge hier eine besondere Rolle. Eine winterliche Schneedecke qualifiziert sich als Übereinanderlagerung mehrerer Schneeschichten von ganz verschiedenen Eigenschaften; diese hängen weitgehend von den Witterungsverhältnissen während der Schneefallperioden, aber auch während der dazwischenliegenden schneefreien Perioden ab. Eine besondere Bedeutung für die Festigkeit der winterlichen Schneedecke besitzen nach den Untersuchungen des Weißfluhjoch-Instituts die Witterungsverhältnisse während und nach dem ersten Einschneien des Winters. Einen äußerst instruktiven Einblick in die Eigenschaften der Schneedecke der Winter 1936—1946 bietet in der vorliegenden Publikation eine Analyse der Zeitprofile von Weißfluhjoch mit ihren zahlreichen Größen zur Kennzeichnung der Schneedecke (Schneehöhe, Temperaturprofil, Oberflächenhärte, Kornbeschaffenheit und Rammwiderstand), denen auch eine graphische Darstellung der wichtigsten meteorologischen Elemente beigegeben ist.

Eine gründliche Behandlung der physikalischen Vorgänge und ihrer mathematischen Darstellung erfahren die Bewegungerscheinungen der Schneedecke, nämlich der Kriechvorgang, das Gleiten auf der Unterlage und der in der Lawinenbildung sich äußernde Bruch. So bilden die Untersuchungen über Statik und Dynamik der Schneedecke den Ausgangspunkt für das Verständnis der Lawinenvorgänge. Eine mathematische Analyse der verschiedenen Möglichkeiten für den Lawinenanbruch ergibt die Feststellung, daß eine Übersteigerung der Spannungen in der Schneedecke sowohl durch Zunahme von Druck oder Zug, wie auch durch seitlichen Schub oder Scherung in den Randpartien zu Bruchgefahr und Lawinenbildung führen kann. Dabei verursacht auch hier eine Temperaturerhöhung meistens eine Erhöhung des Gefahrengrades.

Im III. Kapitel behandelt der Verfasser das eigentliche Ziel der Untersuchung, die Gesetzmäßigkeiten des Lawinenverbau. Da sich bei der Untersuchung der Spannungs- und Bewegungsvorgänge in der Schneedecke gezeigt hat, daß vor allem eine Steigerung der Zugspannungen in der Schneedecke zur Zerreißung und damit zur Bildung von Schneebrettlawinen führen kann, während (ähnlich wie bei Betonkonstruktionen) viel größere Druckspannungen ohne Gefahr getragen werden können, so ergibt sich für den Lawinenverbauungstheoretiker die Forderung, daß die Schneedecke an den Verbauungen nicht hängen darf, sondern im Gegenteil von ihnen von unten her abgestützt werden muß. Als zweite Forderung resultiert aus den Berechnungen BUCHERS, daß zu steile Geländepartien durch geeignete Vorrichtungen (speziell Rechenkonstruktionen) so aufgeteilt werden müssen, daß die Schneeoberfläche nirgends eine zu große Neigung annimmt und daß auf diese Weise der Anbruch von Lockerschneelawinen verhindert wird. Solche Rechenkonstruktionen werden wegen ihrer Bedeutung einer besonders sorgfältigen mathematischen Durchrechnung unterworfen; sie dürften wegen der im Vergleich zu den massiven Lawinenmauern viel günstigeren Herstellungskosten berufen sein, im Lawinenverbau der Zukunft eine entscheidende Rolle zu spielen.

BUCHERS Darstellung zeigt, wie die Probleme des Schnees und der Lawinenbildung, die früher lediglich durch Naturbeobachtung angegangen wurden, sich heute mit Hilfe von Anschauungen, die teils von der Baustatik, teils vom Erdbau entliehen sind, auf ihren physikalisch-technischen Kern zurückführen und durch mathematische Behandlung in eine allgemein gültige Formulierung bringen lassen. Dadurch wird es mit größerer Sicherheit als früher ermöglicht, Normen für den Lawinenverbau und Regeln für die Beurteilung der Lawinengefahr aufzustellen.

W. MÖRIKOFER, Davos.

Schnee und Lawinen im Winter 1946/47. Winterbericht Nr. 11 des Eidgenössischen Instituts für Schnee- und Lawinenforschung Davos-Weißfluhjoch. Leitung Dr. Ing. E. BUCHER. 83 S. Davos-Platz: Kommissionsverlag Buchdruckerei Davos A. G. 1949.

Seit 1932 besteht in der Schweiz eine Eidgenössische Schnee- und Lawinenforschungskommission, deren Aufgabe es ist, die Eigenschaften der Schneedecke sowie ihre Setzungs- und Bewegungsvorgänge zu untersuchen und daraus Normen für die Konstruktion von Lawinenverbauungen sowie Vorschriften für die Vermeidung der Lawinengefahr für Wintersport und Armee aufzustellen. Bald wurde erkannt, daß eine eindeutige Abklärung dieser Zusammenhänge nur durch Beobachtungen in der Natur nicht erzielt werden kann, und daß systematische Laboratoriumsuntersuchungen unter vereinfachten, möglichst normierten Versuchsbedingungen für die Ableitung allgemeiner gültiger Gesetzmäßigkeiten im Vordergrund stehen müssen; daß daneben durch Beobachtungen im Feld und an Lawinenanbrüchen die Verbindung mit dem komplexen Naturgeschehen hergestellt werden muß, war dabei selbstverständlich.

Nachdem zuerst mit behelfsmäßigen Untersuchungsgelegenheiten gearbeitet wurde, haben diese Untersuchungen nun seit 1943 in einem zweckmäßigen, steinernen Institutsgebäude auf Weißfluhjoch im Zentrum des Parsenngebietes (2670 m ü. M., oberhalb Davos) ihre feste Stätte gefunden. Neben gewöhnlichen Arbeitsräumen, Werkstatt usw. verfügt das Institut über mehrere Kühlräume, in denen die Schneeproben während Monaten bei konstanten Temperaturen systematisch untersucht werden können. Auf 2540 m hat das Institut ein ebenes Standardversuchsfeld, außerdem an verschiedenen Stellen weitere Versuchsfelder und Hilfsapparate. Die Methoden zur Bestimmung der mechanischen Eigenschaften der Schneedecke mußten (teilweise in Anlehnung an die Erdbaumechanik) im wesentlichen neu geschaffen, die klimatologischen Methoden der Schneeforschung vielfach verbessert werden.

Von den wissenschaftlichen Resultaten der bisherigen Untersuchungen sind bereits einige große und zahlreiche kleinere Veröffentlichungen erschienen, von denen hier nicht die Rede sein soll. Die Dokumentation des reinen Beobachtungsmaterials wurde zuerst in internen Institutsberichten, dann in der Zeitschrift „Die Alpen“ veröffentlicht, und mit dem vorliegenden Winterbericht Nr. 11 über „Schnee und Lawinen im Winter 1946/47“ wird nun eine Veröffentlichungsreihe begonnen, in der jeweils über die Beobachtungsergebnisse eines bestimmten Winters berichtet wird. TH. ZINGG behandelt den Witterungsverlauf im Winter 1946/47 und diskutiert in kritischen Ausführungen über die angewandte Meßmethodik das Verhalten der einzelnen Witterungselemente. Von H. IN DER GAND stammt ein Kapitel über die Schneeverhältnisse im Parsenngebiet und über die während des Winters 1946/47 in der Gegend beobachteten Lawinenanbrüche, die dem Institut das Anschauungs- und Untersuchungsmaterial lieferten.

M. SCHILD erörtert in einem Bericht über Schnee und Lawinen im übrigen schweizerischen Alpengebiet die Resultate der Untersuchungen über Schneefall und Schneedeckenentwicklung von über 30 heute in den Schweizeralpen verteilten Vergleichsstationen. Außerdem gibt er einen vorzüglich dokumentierten Bericht über die durch Lawinen im Berichtswinter verursachten Unfälle und Schäden. Es ergibt sich daraus, daß in einem schneearmen Winter wie dem von 1946/47 nur geringe Sachschäden durch Lawinnenniedergang zu

verzeichnen sind, daß aber trotzdem die Menschenverluste groß sein können, weil gerade in schneearmen Wintern der Aufbau der Schneedecke zu Spannungsverhältnissen führen kann, die eine Loslösung von Schneebrettlawinen durch Skifahrer begünstigen.

Der reichhaltige und mit vielen Kurvendarstellungen und Photographien schön ausgestattete Winterbericht für 1946/47, der ein Analogon zu den Jahrbüchern der meteorologischen Netze bildet, schließt mit einer kurzen Besprechung der übrigen Institutsarbeiten durch den Institutsleiter E. BUCHER. Es ist vorgesehen, die wichtigsten Beobachtungsergebnisse der zehn vorangegangenen Winter seit 1936 in einem Sammelband nachträglich noch zu veröffentlichen. Wer an den Problemen der Schneedecke interessiert ist, wird nicht nur an den wissenschaftlichen Publikationen, sondern auch an den Winterberichten des Eidg. Instituts für Schnee- und Lawinenforschung Davos-Weißfluhjoch reiche Anregung finden. W. MÖRIKOFER, Davos.

Berichtigung.

F. DEFANT: Theorie der Steuerung und Spaltung von Bodendruckstörungen durch quasistationäre Höhendruckverteilungen. (Arch. Met. Geoph. Biokl. Serie A, Bd. I, 2. Heft.)

Seite 153, Zeile 16: lies STÜVE statt MÜGGE.

Seite 183, Abb. 8 (Fortsetzung): vertausche 8. und 9. Tag.

Seite 212, Zeile 23: lies: NE-ziehende Teil statt SE-ziehende Teil.

ist auf jeden Fall vom Verfasser mitzuliefern, ihre Übersetzungen werden nötigenfalls vom Verlag besorgt. Die Literaturhinweise erfolgen durch im laufenden Text in Klammern eingefügte Nummern, die genaue Zitate bezeichnen, die in einem Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit zusammenzustellen sind.

Die Manuskripte sind gewöhnlich in Maschinenschrift auf einseitig beschriebenen, fortlaufend paginierten Blättern abzufassen. Abbildungsvorlagen sind in so sauberer Wiedergabe einzusenden, daß sie entweder unverändert verwendet oder durch Zeichner des Verlages einwandfrei neu gezeichnet werden können. Die Beschriftung, die innerhalb der Zeichnung angebracht wird, ist nur mit weichem Bleistift einzutragen. Unterschriften zu den Zeichnungen werden im Druck wiedergegeben, ihre Vorlagen sollen dem Manuskript direkt beigegeben werden.

Es können grundsätzlich nur Arbeiten angenommen werden, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind; die Autoren sind verpflichtet, auch nachträglich bis mindestens zum 31. Dezember des auf das Erscheinen folgenden Kalenderjahres ihre Arbeit nicht anderweitig in gleicher oder ähnlicher Form zu veröffentlichen.

Die Autoren erhalten eine erste Fahrenkorrektur, die sie nach erfolgter Durchsicht an den Verlag zu senden haben; eine Umbruchkorrektur wird den Autoren nicht zugestellt.

Die Mitarbeiter erhalten 75 Sonderdrucke ihrer Arbeit (ohne Umschlag) kostenlos; sie können eine beschränkte Anzahl weiterer Sonderdrucke gegen Entschädigung beziehen, müssen diese jedoch bei der Rücksendung der ersten Korrektur bestellen.

Manuskripte und Anfragen sind an einen der beiden unterzeichneten Herausgeber zu richten.

Dozent Dr. W. Mörikofer

Physikalisch-Meteorologisches Observatorium
Davos-Platz, Schweiz

Prof. Dr. F. Steinhauser

Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
Wien V, Schloßgasse 14, Österreich

Springer-Verlag

Wien I, Mölkerbastei 5
Österreich

Acta Physica Austriaca

Unter Mitwirkung der Österreichischen Akademie der Wissenschaften

herausgegeben von

K. W. Fritz Kohlrausch, Graz, und Hans Thirring, Wien

Schriftleitung: Paul Urban, Graz

Soeben erscheint:

Band 3, Heft 1

(Ausgegeben im Juni 1949)

Mit 40 Abbildungen. 135 Seiten. S 48.—, sfr. 21.—, \$ 4.80

Inhalt: **Oswatitsch, K.** Fortschritte der Gasdynamik. — **Székely, Angelika.** Leitfähigkeit ionisierter Luft im hochfrequenten Wechselfeld. — **Glaser, W.** Auflösungsvermögen und Grenzvergrößerung des magnetischen Übermikroskops in ihrer Abhängigkeit von Voltgeschwindigkeit und magnetischer Feldstärke. — **Skudrzyk, E.** Das Geheimnis der Stradivarigeigen. — Die mechanisch-biologische Wirkung des Ultraschalles auf Grund der Analogie zwischen Schall und Wärme. — **Porod, G.** Abhängigkeit der Röntgen-Kleinwinkelstreuung von Form und Anordnung der kolloiden Teilchen in dichtgepackten Systemen. I. Mitteilung. — **Ledinegg, E.** und **E. Fehrer.** Über neue Methoden zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten im cm-Wellen-Bereich. — **Musil, A.** Neue Ergebnisse der Marguleschen Beziehungen zwischen Partialdrucken. — **Przibram, K.** Zur Lichtemission des Europiums (zum Teil nach Versuchen von *F. Weger*). — **Buchbesprechungen.**

S P R I N G E R - V E R L A G I N W I E N

Natur und Erkenntnis. Die Welt in der Konstruktion des heutigen Physikers. Von Prof. Dr. A. March, Innsbruck. Mit 18 Textabbildungen. VIII, 239 Seiten. 1948. S 36.—, sfr. 18.—, \$ 4.20

Die Idee der Relativitätstheorie. Gemeinverständlich dargestellt. Von Prof. Dr. H. Thirring, Wien. Dritte, verbesserte und ergänzte Auflage. Mit 8 Abbildungen. V, 168 Seiten. 1948. S 28.—, sfr. 12.—, \$ 2.80

Die statistische Theorie des Atoms und ihre Anwendungen. Von Prof. Dr. P. Gombás, Budapest. Mit 59 Textabbildungen. VIII, 406 Seiten. 1949. S 186.—, sfr. 80.—, \$ 18.60
Geb. S 195.—, sfr. 85.—, \$ 19.50

Das natürliche Maßsystem. Kritische Untersuchung der Grundlagen zur Aufstellung eines universellen Maßsystems für Physik und Technik. Von Prof. Dr. G. Oberdorfer, Graz. V, 34 Seiten und 2 Ausschlagtafeln. 1949. S 8.40, sfr. 3.70, \$ —.84

Ausgewählte Kapitel aus der Physik. Nach Vorlesungen an der Technischen Hochschule in Graz. Von Prof. Dr. K. W. F. Kohlrusch. In fünf Teilen.

Demnächst erscheint der

V. Teil: **Die Bausteine der Materie.** Mit etwa 120 Abbildungen. Etwa 340 Seiten.

Bisher erschienen:

I. Teil: **Mechanik.** Mit 35 Abbildungen. V, 105 Seiten. 1947.

S 16.—, sfr. 6.60, \$ 1.60

II. Teil: **Optik.** Mit 73 Abbildungen. VI, 146 Seiten. 1947.

S 20.—, sfr. 9.60, \$ 2.20

III. Teil: **Wärme.** Mit 35 Abbildungen. VI, 127 Seiten. 1948.

S 18.—, sfr. 9.—, \$ 2.10

IV. Teil: **Elektrizität.** Mit 115 Abbildungen. VIII, 253 Seiten. 1948.

S 36.—, sfr. 16.—, \$ 3.70

Ergänzungen zur Experimentalphysik. Einführende exakte Behandlung physikalischer Aufgaben, Fragen und Probleme. Von Prof. Dr. H. Greinacher, Bern. Zweite, vermehrte Auflage. Mit 82 Abbildungen. X, 186 Seiten. 1948. S 26.—, sfr. 12.—, \$ 2.80

Integraltafel. Von Prof. Dr. W. Gröbner, Innsbruck, und Prof. Dr. N. Hofreiter, Wien.

Erster Teil: **Unbestimmte Integrale.** VIII, 166 Seiten. Format 30 × 21 cm. 1949. S 54.—, sfr. 23.50, \$ 5.40

Zweiter Teil: **Bestimmte Integrale.**

Erscheint im Herbst 1949.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung